# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1907. 8. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 12 am 3. Juni 1907.

INHALT.

**Originalmitteilungen:**
H. W. Schmidt, Einige Versuche mit $\beta$-Strahlen von Radium *E*. S. 361.
K. Bergwitz, Versuche über lichtelektrische Ermüdung an Alkalimetallen. S. 373.
M. Laugwitz, Konstruktion eines konstanten Erregers für elektrische Wellen. S. 378.
J. Hartmann, Die Doppellinien im Flash-Spektrum. S. 379.
H. Lehmann, Spektralaufnahmen mit Teleobjektiv. S. 384.
M. Wien u. J. Zenneck, Bemerkung zu vorstehender Mitteilung. S. 384.
H. Lorenz, Zur Theorie der Kreiselräder. S. 384.

**Vorträge und Reden:**
O. Lehmann, Flüssige Kristalle und mechanische Technologie. S. 386.

**Berichte über wissenschaftliche Versammlungen:**
XIV. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft. S. 391.

**Besprechungen:**
E. W. Lehmann-Richter, Prüfungen in elektrischen Zentralen. II. S. 392.
F. Bolte, Leitfaden für den Unterricht in der Physik. S. 392.

**Berichtigung.** S. 392.
**Preisaufgabe.** S. 392.
**Personalien.** S. 392.

## ORIGINALMITTEILUNGEN.

### Einige Versuche mit $\beta$-Strahlen von Radium *E*.

Von Heinrich Willy Schmidt.

#### Einleitung: Ziel der Untersuchungen.

Die Versuche über Absorption von $\beta$-Strahlen haben bisher zu dem Ergebnis geführt, daß von den einzelnen Radioelementen eine oder mehrere Gruppen homogener $\beta$-Strahlen ausgesandt werden, von denen jede einzelne nach einem reinen Exponentialgesetz:

$$J_d = J_0 e^{-\nu d} \qquad (1)$$

absorbiert wird.[1]) $J$ bedeutet die gemessene Strahlungsintensität, $d$ die Dicke der durchstrahlten Materie (des Filters), $\nu$ eine jeder Strahlenart und jedem absorbierenden Material eigentümliche Konstante. Da $\nu$, „der Absorptionskoeffizient", für die verschiedenen $\beta$-Strahlarten verschiedene, von der benutzten Filterdicke unabhängige Werte besitzt, muß man annehmen, daß die Durchdringungsfähigkeit und damit die Geschwindigkeit einer bestimmten Strahlart innerhalb der beobachteten Grenzen durch die Dicke der bereits durchstrahlten Schicht nicht beeinflußt wird.

Daß die $\beta$-Teilchen beim Durchgang durch Materie ihre Geschwindigkeit nicht ändern sollen, erscheint etwas unwahrscheinlich. Namentlich läßt sich nur schwer erklären, wie die von den Strahlen erzeugte Ionisationsenergie ohne Geschwindigkeitsverlust der Strahlen möglich ist. Immerhin kann man hier die durchaus nicht gesuchte Annahme machen, daß durch gleichdicke Gasschichten jedesmal der gleiche Prozentsatz von den vorhandenen Teilchen völlig aufgehalten wird, während die anderen mit unveränderter Geschwindigkeit hindurchgehen.

Auf jeden Fall bedürfen die aus den vorliegenden Versuchen gezogenen Schlüsse noch weiterer experimenteller Bestätigung. Nach 3 Richtungen fehlen bisher noch genauere Beobachtungen:

1. Behält das erwähnte Exponentialgesetz innerhalb sehr weiter Grenzen, wenn z. B. $J_d$ auf den 100sten bis 1000sten Teil von $J_0$ herabgesunken ist, seine Gültigkeit?

2. Wie groß ist die Wirkung der bei allen bisherigen Versuchen nicht eliminierten Sekundärstrahlen? Kann man überhaupt von einer „Sekundärstrahlung" sprechen, oder sind die Strahlen, die man bisher vielfach als Sekundärstrahlen bezeichnete, sämtlich oder wenigstens zum größten Teil „zerstreute Primärstrahlen"?

3. Läßt sich durch magnetische Ablenkungsversuche nachweisen, daß die Geschwindigkeit der $\beta$-Strahlen beim Durchgang durch Materie nicht verändert wird?

Zur Aufklärung dieser Fragen sind nur wenige $\beta$-Strahler geeignet. *RaB* und *RaC* scheiden hier aus; ebenfalls *ThB* (bezw. *ThC*). Denn diese Substanzen senden mehr wie eine Gruppe homogener Strahlen aus. Vor allem stört aber bei ihnen die $\gamma$-Strahlung. Hat man nämlich durch geeignete Filter die $\beta$-Strahlung auf den 100sten Teil ihres Anfangswertes herabgedrückt, so ist i. a. die von den $\beta$- und $\gamma$-Strahlen erzeugte Ionisation von gleicher Größe. Man muß dann durch Extrapolation aus je einer Ablesung den Effekt der $\beta$- und $\gamma$-Strahlung für sich berechnen. Eine derartige Extrapolation ist immer mehr oder weniger willkürlich, gibt also nie absolut zuverlässige Resultate. Von *AcB* und *UrX* sind schwer genügend starke Präparate zu erhalten. Es bleibt demnach nur *RaE* für die in der angegebenen Richtung auszuführenden Versuche übrig. In der Tat ist dieses Radioelement sogar für unsere Zwecke sehr geeignet: wir haben keine Störungen durch etwa vorhandene Emanation zu befürchten, können relativ starke Präparate erhalten, die

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Ph. (4) **21**, 609, 1906; diese Zeitschr. **7**, 764, 1906.

erst in jedesmal 5 Tagen die Hälfte ihrer Wirksamkeit verlieren, und dürfen innerhalb weiter Grenzen die Wirkung anderer Strahlen vernachlässigen. St. Meyer und v. Schweidler haben nämlich gezeigt, daß eine etwaige $\gamma$-Strahlung von *RaE* höchstens 0,3 Promille der $\beta$-Strahlung ausmachen kann.[1])

Die stets vorhandene $\alpha$-Strahlung des aus *RaE* entstehenden *RaF* (Polonium) ist nicht von Belang, da sie durch eine Luftschicht von ca. 4 cm, bezw. durch wenige Blatt Aluminiumfolie, völlig vernichtet wird.[2])

Das hier untersuchte *RaE* „0,05 g stark *RaE*- und *RaF*-haltiges Wismutoxychlorid", war mir in liebenswürdigster Weise von Herrn Professor Dr. Giesel in Braunschweig für die Dauer meiner Versuche überlassen worden.[3]) Die Versuche selbst sind nach den vorhin mitgeteilten Gesichtspunkten ausgeführt worden und sollen die Frage über den Vorgang bei der Absorption der $\beta$-Strahlen mit entscheiden helfen. Freilich bedürfen sie, wie ich ausdrücklich betonen möchte, noch mancherlei Ergänzung und sollen deshalb bei gelegener Zeit unter veränderten und teilweise verbesserten Bedingungen wiederholt werden.

## I. Teil.

### Die Absorption der Strahlen.

Die hier benutzte Versuchsanordnung ist bereits in einer früheren Arbeit angewandt worden. Die Strahlen gingen von dem in Papier eingewickelten Präparate aus (*RaE* vgl. Fig. 1), durchsetzten die absorbierenden Metall-

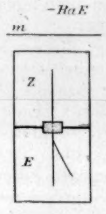



Fig. 1.

platten *m* und konnten in dem Zerstreuungsgefäß *Z* eines früher beschriebenen Blattelektrometers *E* ionisierend wirken.[4]) Die Stellung des Blättchens wurde mit dem Okularmikrometer eines Mikroskops abgelesen. Geeicht war das Elektrometer in relativem Maß nach einer ebenfalls in dieser Zeitschrift angegebenen Methode.[1]) Die Metallplatten lagen entweder direkt auf dem offenen Zerstreuungsgefäß oder wurden in bestimmter Höhe über dem oberen Rand des Zerstreuungsgefäßes durch Stative festgehalten. In diesem Fall war *Z* mit einem dünnen Folieblättchen bedeckt. Bei allen Versuchen wurde selbstverständlich die natürliche Zerstreuung in Abzug gebracht.

Versuch 1: Absorption durch mittelstarke Filter. Präparat liegt auf einer horizontalen Aluminiumplatte von 0,5 mm Dicke, diese ist vom oberen Rand des Zerstreuungsgefäßes 2 cm entfernt. Die absorbierenden Filter, Aluminiumfolie und Aluminiumbleche, werden direkt auf das Zerstreuungsgefäß gelegt.[2])

Die Resultate sind aus Tab. 1 und Fig. 2a ohne weiteres ersichtlich. Wir erkennen aus der Figur, in der als Abszisse die gesamte durchstrahlte Filterdicke aufgetragen ist, daß wir kein reines Exponentialgesetz haben. Dieses würde sich nämlich bei dem gewählten logarithmischen Maßstab der Ordinate als gerade Linie darstellen lassen. In unserer Figur nimmt die Neigung der Kurve gegen die Abszissenachse mit zunehmender Filterdicke zu. Der „Absorptionskoeffizient" $\nu$ in Gl. (1) ist also nicht konstant, sondern wird mit zunehmendem $d$ größer. Wir haben also genau das Gegenteil wie bei der $\beta$-Strahlung vom Radium (bezw. von *RaB* und *RaC*). Hier nimmt der Absorptionskoeffizient mit zunehmender Filterdicke scheinbar ab, weil dann nur noch die härtesten Strahlen durchgelassen werden.

Versuch 1 konnte nicht weiter fortgesetzt werden, da durch einen unglücklichen Zufall das Aluminiumblättchen zerstört wurde. Es wurde deshalb der gleiche Versuch mit einem anderen Elektrometer wiederholt.

Tabelle 1.

Absorption durch Aluminium.

($d$ Filterdicke in mm, $J$ Strahlungsintensität).

| $d$ | $J$ Vers. 3 | $d$ | $J$ Vers. 1 | $J$ Vers. 2 | $J$ Vers. 3 | $d$ | $J$ Vers. 2 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0,0035 | 215,5 | 0,510 | — | 12400 | — | 1,521 | 53,0 |
| 0,0070 | 209,3 | 0,556 | — | — | 21,47 | 1,616 | 31,5 |
| 0,0140 | 205,3 | 0,602 | 842 | 8930 | 17,29 | 1,711 | 22,1 |
| 0,0245 | 195,5 | 0,651 | — | — | 14,12 | 1,806 | 17,8 |
| 0,0315 | 189,1 | 0,697 | 531 | 6000 | 11,52 | 1,901 | 15,4 |
| 0,049 | 175,8 | 0,746 | — | — | 9,37 | 1,996 | 15,4 |
| 0,095 | 148,1 | 0,792 | 333,5 | 3870 | 7,48 | 2,028 | 16,7 |
| 0,144 | 119,6 | 0,841 | — | — | 5,97 | 2,123 | 14,8 |
| 0,190 | 99,0 | 0,887 | 212,8 | 2410 | 4,83 | 2,128 | 14,3 |
| 0,239 | 82,3 | 0,982 | 130,0 | 1447 | — | 2,313 | 14,1 |
| 0,285 | 67,8 | 1,014 | 103,4 | 1155 | 2,48 | 2,41 | 15,0 |
| 0,334 | 55,6 | 1,077 | 77,2 | 837 | — | 2,52 | 15,6 |
| 0,380 | 45,9 | 1,109 | 60,1 | 680 | — | 3,03 | 13,5 |
| 0,429 | 37,6 | 1,204 | 34,14 | 386 | — | 5,03 | 11,1 |
| 0,475 | 30,9 | 1,299 | 19,26 | 211 | — | 7,03 | 10,4 |
| 0,507 | 26,24 | 1,394 | 10,40 | 117 | — | 9,03 | 8,90 |
| 0,524 | 25,10 | 1,489 | 5,67 | 63,9 | — | — | — |

1) St. Meyer und E. v. Schweidler, Wien. Ber. 115 [IIa], 697, 1906.

2) M. Levin, diese Zeitschr. 7, 519, 1906.

3) Ich fühle mich verpflichtet, Herrn Prof. Dr. Giesel auch an dieser Stelle meinen ergebensten Dank auszusprechen.

4) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 6, 561, 1905.

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 7, 157, 1906.

2) Es sind das dieselben Aluminiumfilter, die ich bei

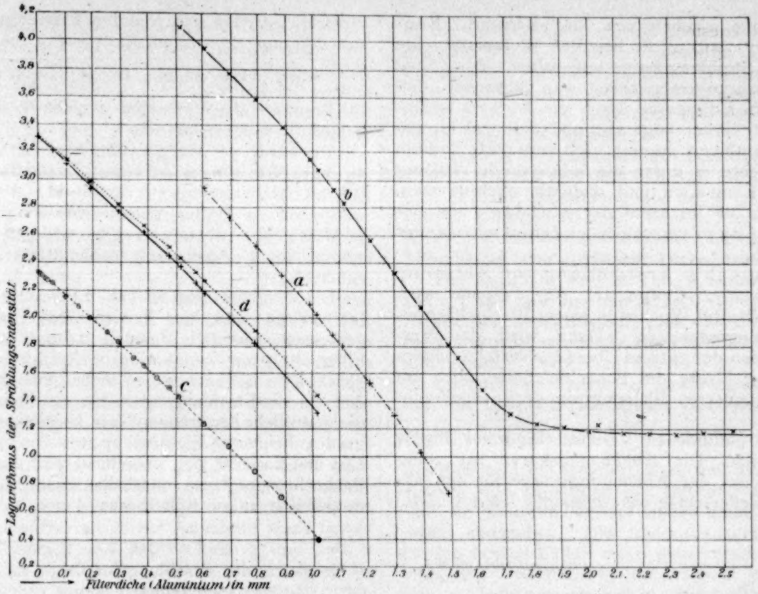



Fig. 2.

Versuch 2: Absorption durch mittelstarke und dicke Filter. Anordnung wie bei Versuch 1. Elektrometer etwas weniger empfindlich und etwas anders konstruiert als das beim ersten Versuch benutzte.

Die Resultate sind in Tab. 1 und Fig. 2b und 3a zusammengefaßt. Wir sehen unser eben gefundenes Resultat bis zu einer Filterdicke von ca. 1,5 mm bestätigt (vgl. Fig. 2b). Bei größeren Filterdicken (vergl. Fig. 3a) wird der Absorptionskoeffizient wieder kleiner: die Kurve läuft von $d = 3$ mm an beinahe parallel der Abszissenachse. Wir haben also außer der bereits bekannten weichen $\beta$-Strahlung noch eine harte $\gamma$-Strahlung vor uns.

Versuch 3: Absorption durch dünne Filter. *RaE*-Präparat, in Papier eingewickelt, unten an horizontaler Aluminiumscheibe befestigt; diese 12 cm über dem oberen Rand des Zerstreuungsgefäßes.

Durch Tab. 1 und Fig. 2c werden unsere früheren Versuche bestätigt. Aus den mitgeteilten Zahlen läßt sich berechnen, daß der Absorptionskoeffizient für geringe Filterdicken den Wert 40,0 $\text{cm}^{-1}$ hat; die Hälfte der Strahlung wird also durch 0,173 mm Aluminium vernichtet. St. Meyer und v. Schweidler (l. c.) fanden bei ihren Versuchen, die sich freilich nur bis zu Filterdicken von 0,7 mm erstreckten, für den Absorptionskoeffizienten den Wert 43,8 $\text{cm}^{-1}$. Diesen Wert erhalte ich bei meiner Anordnung bei einer Filterdicke von 0,60 mm. Bei größeren Filterdicken wird $\nu$ noch größer, z. B. wird für $d = 1,3$ mm $\nu = 62,0$ $\text{cm}^{-1}$; doch sehe ich davon ab, ausführlichere Zahlenangaben zu machen, weil der Absorptionskoeffizient, wie aus den Versuchen 7—10 hervorgeht, außerordentlich von der jedesmal gewählten Anordnung abhängt.

Dagegen bedarf es einer genaueren Untersuchung, ob die in Versuch 2 festgestellte $\gamma$-

meinen früheren Versuchen über die Absorption der von *RaB* und *RaC* ausgehenden Strahlen benutzte. (Ann. d. Ph. (4) **21**, 609, 1906.)

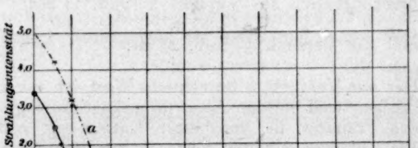



Fig. 3.

Strahlung wirklich von $RaE$ herrührt. Becquere[1]) will z. B. bei $RaF$ (Polonium) eine harte $\gamma$-Strahlung festgestellt haben. Aber auch die Erklärungsmöglichkeit war vorhanden, daß unser $RaE$-Präparat durch ein anderes Radioelement verunreinigt war und daß von diesem die $\gamma$-Strahlung ausging. Ich vermutete Radium und suchte es durch die induzierende Wirkung seiner Emanation und dadurch nachzuweisen, daß ich die Intensität der $\gamma$-Strahlung mit der $\beta$-Strahlung zu verschiedenen Zeiten miteinander verglich.

Versuch 4: Feststellung von Aktinium in dem $RaE$-Präparat. $RaE$-Präparat wird innerhalb drei Wochen in einem Blechschächtelchen eingeschlossen. Dann wird das Verschwinden des aktiven Überzugs verfolgt, indem die eine Hälfte des Schächtelchens innen am Deckel unseres Blattelektrometers angebracht wird.

Die gefundenen Resultate sind aus Fig. 4 ersichtlich. Die Abklingungskurve hat völlig den Typus der Abklingungskurve für den aktiven Niederschlag des Aktiniums. ($AcA + AcB$.)

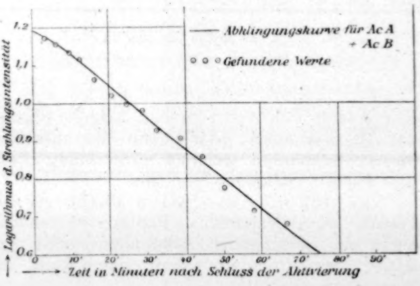



Fig. 4.

Das Präparat ist also tatsächlich mit einem anderen Radioelement und zwar mit Aktinium verunreinigt. Freilich ist die Verunreinigung so schwach, daß sie kaum einen Einfluß auf unsere Abklingungsversuche 1 und 2 haben kann. Denn die $\alpha$-Strahlaktivität unseres aktivierten Kästchens ist für den Anfang der Beobachtung $= 15$, wenn man dasselbe relative Maß wählt, wie bei Versuch 2, der ja fast unter denselben Bedingungen wie Versuch 3 angestellt war. Nimmt man nun an, daß sich auf der Innenwand des Kästchens nur der tausendste Teil der überhaupt gebildeten aktiven Materie niedergeschlagen hat, daß ferner die Ionisation durch $\gamma$-Strahlen dreißigtausendmal kleiner ist als durch $\alpha$-Strahlen[2]), so erhält man für die $\gamma$-Strahl-Aktivität der fremden Beimengung in der von uns gewählten Maßeinheit den Wert $\frac{0,15}{30} = 0,5$. Das ist eine Größe, durch welche die Resultate des Versuches 2 nicht wesentlich beeinflußt werden können.

Versuch 5: Vergleich der Aktivität zu verschiedenen Zeiten. Zerstreuungsgefäß mit Aluminiumfiltern zugedeckt. Präparat direkt auf die Filter gelegt. Messungen am 1. März 1907 abends 9 Uhr und 32 Tage später, am 2. April 1907 nachmittags 5 Uhr, gemacht.

Die Resultate sind in Tab. 2 vereinigt. Die Intensitäten sind hier in denselben Einheiten gemessen, wie bei Versuch 2 und 4. Für Filter $>1,5$ mm konnten am 2. April keine vergleichbaren Beobachtungen mehr gemacht werden, da die Strahlungsintensität viel kleiner als die „natürliche Zerstreuung" war. Diese schwankte bei dem benutzten Elektroskop zwischen 0,53 und 0,63 und änderte sich manchmal während eines Beobachtungssatzes innerhalb dieser Grenzen in ziemlich unkontrollierbarer Weise.

Tabelle 2.
Vergleich der Strahlungsintensität an verschiedenen Tagen.

| $d$ in mm | $J_1$ | $J_2$ | $J_1/J_2$ |
|---|---|---|---|
| 0,5 | 5590 | 64 | 92,3 |
| 1,0 | 439,5 | 4,75 | 92,8 |
| 1,5 | 21,8 | 0,225 | 97,0 |
| 2,5 | 6,70 | sehr klein | |
| 4,5 | 5,50 | „ | |
| 12 | 2,67 | „ | |

Wir sehen aus Tab. 2, daß das Verhältnis $J_1/J_2$ für die verschiedenen Filterdicken als konstant angesehen werden kann. Die $\gamma$-Strahlung hat also gerade so abgenommen wie die $\beta$-Strahlung; sie muß deshalb vom $RaE$ selbst, und nicht vom beigemengten Aktinium herrühren.

Der Absorptionskoeffizient der $\gamma$-Strahlen berechnet sich aus Versuch 2 (Tab. 1) zu:

$$\nu = 0,8 \text{ cm}^{-1}$$

und aus Versuch 5 (Tab. 2) zu:

$$\nu = 1,0 \text{ cm}^{-1}.$$

Der aus Versuch 2 berechnete Wert ist zuverlässiger, weil bei den Absorptionsbestimmungen das Präparat in konstanter Entfernung vom Elektrometer gehalten wurde. Aus dem Wert $\nu = 0,8$ folgt, daß die Hälfte der $\gamma$-Strahlung durch einen Aluminiumschirm von ca. 0,8 cm absorbiert wird. (Mit größerer Genauigkeit lassen

1) H. Becquerel, C. R. **136**, 977, 1903.

2) Die $\beta$-Strahlen eines bestimmten Radioelementes erzeugen ungefähr 100 mal weniger Ionen als die $\alpha$-Strahlen derselben Substanz. (E. Rutherford, Radioactivity, 2. Aufl. S. 111, 1905.) Außerdem ist das Ionisationsvermögen der $\beta$-Strahlen des Aktiniums nach T. Godlewski, Phil. Mag (6) **10**, 375, 1905, 300 mal größer als das der $\gamma$-Strahlen.

sich diese Konstanten vorläufig nicht angeben.) Die Intensität der $\gamma$-Strahlung verhält sich zu der der $\beta$-Strahlung bei unserer Versuchsanordnung für die Filterdicke 0 (vgl. Fig. 2) wie 16 : 100000 = 0,16 Promille. Dieses Resultat widerspricht also nicht den Beobachtungen von Meyer und v. Schweidler (l. c.).

Vielleicht könnte noch der Einwand gemacht werden, daß der gesamte $\gamma$-Strahleffekt von einem andern mit der Zeit veränderlichen Radioelement verursacht sei. Es wäre ja möglich, daß nicht Aktinium, sondern Radioaktinium oder Aktinium $X$ unserem $RaE$-Präparat beigemengt wäre. Wir wollen einmal den letzten Fall annehmen. $AcX$ hat eine Halbwertszeit von 10 Tagen. In den 32 Tagen zwischen den beiden Beobachtungen wäre die Aktivität des $AcX$ (und damit selbstverständlich auch die des in Betracht kommenden $AcB$) auf den ca. achten Teil gesunken, also von 6,70 ($d = 2,5$ mm) auf ca. 0,8 (vgl. Tab. 2). Nun haben wir am 2. April mit einem Filter von 2,5 mm Dicke keine meßbare Strahlung mehr erhalten. Unsere Annahme war also nicht gerechtfertigt. Aber wir können die Unhaltbarkeit dieser Annahme noch besser aus Vergleich von Tab. 1 Zeile 2 und Tab. 2 Kolumne 1 erkennen. Bildet man wieder die Quotienten aus den jedesmal gemessenen Strahlungsintensitäten, so erhält man folgende Zusammenstellung:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Filterdicke . . . . . . . . . | 0,5 | 1,0 | 1,5 | 2,5 | 4,5 |
| Verhältnis der Strahlungsintensitäten . . . . . . . . . | 2,26 | 2,63 | 2,43 | 2.32 | 2,18 |

Die Quotienten zeigen kleine Unterschiede; doch sind diese wahrscheinlich durch kleine Verschiedenheiten in den beiden Versuchsanordnungen bedingt. Falls nun die Strahlungsintensitäten bei geringen Filterdicken größtenteils von $RaE$, bei größeren Filterdicken größtenteils von den Zerfallsprodukten des $AcX$ herrühren würden, so müßten die Quotienten einen ausgesprochenen Gang nach wachsenden Zahlen zeigen. Denn da zwischen beiden Versuchen eine Zeit von 8 Tagen liegt, müßten sich wegen des verschieden schnellen Abklingens beider Substanzen der erste und letzte Wert in der zweiten Zeile unserer Zusammenstellung ungefähr wie $^1/_3 : ^2/_3 = 1 : 2$ verhalten. Bei Vorhandensein von Radioaktinium (Halbwertszeit 19,5 Tage) würde dieses Verhältnis noch kleiner werden, also noch mehr von dem gefundenen Wert, 2,26 : 2,18, abweichen.[1])

Versuch 6: Vergleich der Absorptionskoeffizienten von Aluminium, Blei, Gold und Silber. Anordnung wie bei 3. Als Filter werden Aluminiumbleche von 0,507 mm Dicke, Bleibleche von 0,094 mm Dicke, und Gold- und Silberbleche von 0,050 mm Dicke benutzt.

Die Resultate sind in Tab. 3 zusammengestellt. Aus den hier und in Tab. 1 mitgeteilten Zahlen läßt sich ableiten, daß das erste Bleiblech von 0,094 mm Dicke äquivalent ist 0,70 mm Aluminium. Trägt man nun in Fig. 3 als Ordinate den Logarithmus der Strahlungsintensität und als Abszisse die Dicke des Aluminiumfilters, bezw. die mit $\frac{0,70}{0,094}$ multiplizierte Dicke des Bleifilters ein, so sieht man, daß die beiden Kurven nur anfänglich zur Deckung kommen und im weiteren Verlauf immer mehr voneinander abweichen. Das Absorptionsgesetz hat in den beiden Fällen einen ganz verschiedenen Charakter: der Absorptionskoeffizient $\nu$ nimmt, wie aus Tab. 3 zu ersehen ist, mit zunehmender

1) Aus je 2 zu derselben Filterdicke gehörenden Werten der Tab. 2 läßt sich die Halbwertszeit von $RaE$ ableiten. Aus der ersten Zeile berechnet sie sich zu 4,9 Tagen. Meyer und v. Schweidler (l. c.) fanden bei frisch hergestellten $RaE$-Präparaten eine Halbwertszeit von 4,8 Tagen; bei denselben, etwas gealterten Präparaten stieg sie bis auf 6,5 Tage an. Sie schlossen aus diesen Versuchen, daß $RaE$ aus 2 Radioelementen besteht, dem nichtstrahlenden $RaE_1$ (Halbwertszeit 6,5 Tage) und dem $\beta$-strahlenden $RaE_2$ (Halbwertszeit 4,8 Tage). Das ist eine Erklärungsmöglichkeit; aber nicht die einzige. Wenn z. B. die Präparate durch fremde Beimengungen verunreinigt waren, so muß die Halbwertszeit im Laufe der Untersuchung scheinbar größer werden. Dasselbe tritt ein, wenn eine Spur $RaD$ vorhanden ist. Der letzte Fall liegt vielleicht bei den Meyer und v. Schweidlerschen Versuchen vor. Denn das von ihnen angenommene $RaE_1$ hat fast dieselben Eigenschaften wie $RaD$ (es ist strahlenlos, verdampft bei unter 1000° und ist löslich in heißer Essigsäure). Entschieden muß die Existenz eines nichtstrahlenden Zwischenproduktes zwischen $RaD$ und $RaE$ dann als sicher gelten, wenn es gelingt, aus Radioblei ein Präparat abzuscheiden, dessen $\beta$-Strahlaktivität innerhalb 8 Tagen zu einem Maximum ansteigt, dann langsam und schließlich mit einer Halbwertszeit von 6,5 Tagen verschwindet.

Tabelle 3.
Absorption durch verschiedene Metalle.

| Anzahl der Bleche | Aluminium | | Blei | | Gold | | Silber | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | log $J$ | $\nu$ in $cm^{-1}$ | log $J$ | $\nu$ in $cm^{-1}$ | log $J$ | $\nu$ in $cm^{-1}$ | log $J$ | $\nu$ in $cm^{-1}$ |
| 0*) | 3,314 | | 3,314 | | 1,060 | | 1,060 | |
| 1 | 2,400 | 40,7 | 2,028 | 315 | 9,815 | 573 | 0,380 | 313 |
| 2 | 1,362 | 47,1 | 0,932 | 269 | 8,898 | 422 | 9,862 | 238 |
| 3 | 0,171 | 56,5 | –0,033 | 220 | 8,061 | 385 | 9,362 | 230 |
| 4 | 9,509 | 30,1 | | | | | 8,789 | 264 |

*) Mit Hilfe von Tab. 1 und einigen Beobachtungen mit Aluminiumfolieblättern extrapoliert.

Filterdicke bei Blei und Gold ab, bei Aluminium zu[1]); bei Silber scheint nach einer anfänglichen Abnahme $\nu$ wieder größer zu werden.

Es ist kaum anzunehmen, daß verschiedenartige Metallschirme nur in einem ganz bestimmten Fall in ihrer absorbierenden Wirkung auf ein $\beta$-Strahlbündel äquivalent sind, sonst aber qualitative Unterschiede in ihrem Verhalten zeigen. Dagegen ist recht wohl möglich, daß für den Durchgang der $\beta$-Strahlen durch Materie, außer der Absorption, also der Vernichtung von Strahlungsenergie noch ein zweiter Effekt maßgebend ist, der von der Natur des durchsetzten Filters abhängt. Wenn z. B. Blei die Primärstrahlen weniger „zerstreut" als Aluminium, so müssen die Absorptionskurven einen ähnlichen Verlauf haben, wie wir ihn tatsächlich feststellen konnten.

Bildet man das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten zur Dichte, so erhält man für kleinere Filterdicken:

bei Aluminium: $\frac{40{,}0}{2{,}65} = 15{,}1$

Blei $\frac{315}{11{,}3} = 28$

Gold $\frac{573}{19{,}3} = 30$

Silber $\frac{313}{10{,}5} = 30$

Crowther[2]) fand für die entsprechenden Verhältnisse bei den $\beta$-Strahlen des Urans,

Al: 5,26; Pb: 10,8; Au: 9,5; Ag: 8,3;

also ebenfalls einen höheren Wert bei den spezifisch schweren Metallen.[3])

Versuch 7: Abhängigkeit der Absorption von der Lage der Filter. Präparat in derselben Lage wie bei Versuch 5. Die Filter werden einmal direkt auf das Elektrometer gelegt, das andere Mal 2 cm unter dem Präparat angebracht. Präparat liegen. Erklären läßt sich die Erscheinung, wie bei Versuch 6, durch Auftreten von Sekundärstrahlen, bezw. durch eine Zerstreuung der Primärstrahlen. Die untere, dem Elektrometer zugewandte Fläche des Filters wird sich wie ein „Selbststrahler" verhalten. Ist deshalb das absorbierende Blech etwas vom Elektroskop entfernt, so können von seiner ganzen Fläche aus Strahlen in den Zerstreuungsraum gelangen, während dann, wenn das Zerstreuungsgefäß mit dem Filter zugedeckt ist, nur die direkt aufliegenden Flächenstücke in Betracht kommen. Interessant ist, daß die obere Kurve in Fig. 2d sich mehr einer Geraden nähert als die untere. Durch geeignete Versuchsanordnung läßt es sich deshalb vielleicht erreichen, daß die Krümmung der Kurve überhaupt verschwindet. Wir würden dann von einem konstanten Absorptionskoeffizienten sprechen können. Vorläufig freilich können wir aus den Versuchen nur das aussagen, daß der Absorptionskoeffizient, wie wir ihn nach (Gl. 1) definiert haben, nicht nur von der Dicke der durchstrahlten Materie, sondern auch von der gewählten Versuchsanordnung abhängig ist.

Wir können diese Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Versuchsanordnung noch aus 2 Versuchen erkennen, die deutlich zeigen, daß auch bei der $\beta$-Strahlung die „transformierende Wirkung zweier Schirme" besteht. Mit diesem Ausdruck ist bekanntlich von Frau Curie die Tatsache bezeichnet worden, daß die Intensität der $\alpha$-Strahlung in verschiedener Weise geschwächt wird, je nachdem die Strahlen in der einen oder der anderen Richtung zwei verschiedenartige Metallfilter durchsetzen.[1])

Versuch 8: Transformierende Wirkung zweier Metallschirme. Anordnung wie bei Versuch 5. Das Elektrometer wird mit einem

Tabelle 4.

Abhängigkeit der Absorption von der Lage der Filter.

| Filterdicke | 0,0035 | 0,0578 | 0,099 | 0,194 | 0,289 | 0,384 | 0,479 | 0,511 | 0,574 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Filter oben | | 3,185 | 3,115 | 2,970 | 2,806 | 2,637 | 2,479 | 2,405 | 2,310 |
| Filter unten | 3,275 | 3,193 | 3,107 | 2,940 | 2,783 | 2,626 | 2,458 | 3,364 | 2,274 |

Aus Tab. 4 und Fig. 2d ist ersichtlich, daß die Absorptionskurve abhängig ist von der Lage der Filter. Die absorbierende Wirkung der Filter ist geringer, wenn sie näher am

1) Bei größeren Filterdicken nimmt $\nu$ bei Al wieder ab. Diese Abnahme ist natürlich nur scheinbar, da dann die $\gamma$-Strahlung bemerkbar wird.

2) J. A. Crowther, Phil. Mag. (6) **12**, 379, 1906.

3) Die hier bestimmten Absorptionskoeffizienten für Blei, Gold und Silber machen keinen Anspruch auf große Genauigkeit; bei genaueren Versuchen müßten viel dünnere Filter benutzt werden.

Bleiblech von 0,094 mm Dicke und 1—5 Aluminiumblechen von 0,095 mm Dicke bedeckt, und zwar so, daß einmal das Blei unter dem Aluminium, das andere Mal über dem Aluminium zu liegen kommt.

Versuch 9: Transformierende Wirkung zweier Metallschirme. Anordnung wie bei

1) Frau S. Curie, Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen, S. 74, Braunschweig 1904. — Die Erscheinung ist neuerdings von W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) **13**, 507, 1907 näher untersucht und richtig gedeutet worden.

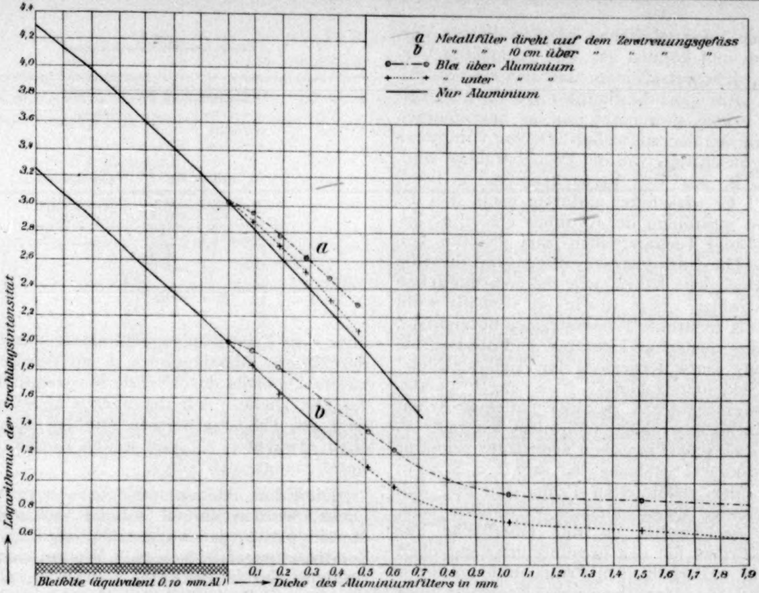



Fig. 5.

Versuch 8. Nur liegen die absorbierenden Schirme 2 cm unter dem Präparat; also 10 cm über dem Elektrometer. Dieses ist mit einem Folieblatt zugedeckt.

Aus Fig. 5 ist ersichtlich, daß in beiden Versuchen die Absorption eines Blei-Aluminiumschirmes kleiner ist, als die eines Aluminium-Bleischirmes. Wenn wir also diesen Effekt wieder aus einer Streuung der Strahlen erklären wollen, so werden wir zu demselben Ergebnis wie bei Versuch 6 geführt, daß Blei weniger zerstreut, als Aluminium.

Zum Vergleich sind in Fig. 5 die Absorptionskurven eingezeichnet, wie sie bei Anwendung von Aluminium allein früher bestimmt wurden. Interessant ist, daß bei Versuch 9 die Absorptionskurven für Aluminium allein und für Aluminium-Blei zur Deckung kommen. In diesem Fall ist also unsere Bleifolie stets einem Aluminiumblech von 0,70 mm äquivalent.

## 2. Teil.
## Die Streuung der Strahlen.

Die Versuche zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten haben die bereits vorliegenden Resultate bestätigt, daß der Vorgang der Absorption bei $\beta$-Strahlen nicht einfach in einer Vernichtung eines bestimmten Prozentsatzes der vorhandenen Strahlungsenergie beruht, daß wir also nicht ähnliche Erscheinungen wie bei der Absorption von Licht vor uns haben, sondern daß irgendwelche Nebeneffekte auftreten.

Wie schon gesagt wurde, lassen sich die gefundenen Erscheinungen durch das Auftreten von Sekundärstrahlen, bezw. einer Streuung der Primärstrahlen erklären. Es soll versucht werden, diese Erklärungsmöglichkeit durch weitere Experimente zu erhärten. Freilich wollen wir uns zunächst darüber klar werden, was wir unter „zerstreuten Primärstrahlen" und „Sekundärstrahlen" verstehen wollen. Denn diese Begriffe werden von den verschiedenen Beobachtern nicht gleichmäßig angewandt.

In der englischen Literatur z. B. ist oft ganz allgemein von „secondary radiation" die Rede, wenn ein Körper von Strahlen getroffen und dadurch zum Selbststrahlen angeregt wird.[1]) Auf eine nähere Erklärung der Erscheinung und auf die Mechanik des Vorgangs wird gewöhnlich nicht eingegangen. Auch sind die diesbezüglichen, fast stets mit einem festen Radiumsalz gemachten Experimente wenig zur Entscheidung der Frage geeignet, ob man besser von einer „Sekundärstrahlung" oder „zerstreuten Primärstrahlung" spricht. Denn vom Radium gehen $\beta$-Strahlen aller möglichen Geschwindigkeiten und außerdem $\gamma$-Strahlen aus. Wir haben

1) Vergl. z. B. E. Rutherford, Radioactivity, 2. ed. S. 189, 1905.

also hier keine einfachen übersichtlichen Verhältnisse und können aus den gemachten Versuchen nicht entscheiden, wie sich eine Strahlgruppe von ganz bestimmter Geschwindigkeit verhält. Daß aber unter den so bezeichneten Sekundärstrahlen tatsächlich Strahlen von genau den Eigenschaften wie die Primärstrahlen sind, geht z. B. aus den Versuchen von Allen[1]) hervor. Er wies unter anderem nach, daß die von den $\beta$-Strahlen des Radiums erzeugten Sekundär- und Tertiärstrahlen zum größten Teil dasselbe Durchdringungsvermögen und dieselbe Geschwindigkeit haben, wie die ursprünglichen Primärstrahlen. Man würde sie deshalb wohl besser als zerstreute Primärstrahlen bezeichnen.

In der deutschen Literatur sind die Begriffe „Streuung (bezw. Reflexion) der Primärstrahlen" und „Sekundärstrahlung" i. a. enger gefaßt. Z. B. unterscheidet A. Becker[2]) in einer Arbeit über Kathodenstrahlen nach dem Vorgang P. Lenards[3]) scharf zwischen zerstreuter primärer und sekundärer Strahlung. Er sagt (l. c. S. 406): „Unter der reflektierten Primärstrahlung soll nur diejenige Quantenmenge verstanden sein, welche nachweisbar an der Oberfläche des festen Körpers für den in seiner ursprünglichen Richtung weitergehenden Primärstrahl verloren geht und in entgegengesetzter Richtung vom Metall ausstrahlt. Unter der sekundären Strahlung ist eine neu zur primären hinzukommende zu verstehen, die ihre Ladung nicht von dieser, sondern von den von primären Strahlen durchquerten Atomen der Materie entnimmt. Außerdem soll den sekundären Strahlen nach Versuchen von Hrn. Lenard eine sehr kleine Geschwindigkeit zugeschrieben werden, die es ihnen unmöglich macht, auch die dünnsten Schichten fester Körper merklich zu durchdringen". Wir wollen diese für die Reflexion der Kathodenstrahlen gegebene Definition auf die Streuung der $\beta$-Strahlen übertragen, also unter zerstreuten Primärstrahlen solche bewegten Elektrizitätsteilchen verstehen, die unter irgendeinem Winkel zur ursprünglichen Richtung der Strahlen das Metall verlassen und ihre Ladung den Primärstrahlen verdanken. Wir werden sehen, daß sich unsere Versuche durch zerstreute Primärstrahlen erklären lassen und daß wir eine etwaige Sekundärstrahlung nicht anzunehmen brauchen.

Versuch 10: Nachweis der Streuung. Blattelektrometer wie bei den bisherigen Versuchen, doch kleineres Zerstreuungsgefäß (2,6 cm D.-M., 7,5 cm Höhe, vergl. Fig. 6). Dieses mit Aluminiumfolie oben verschlossen. 2 cm

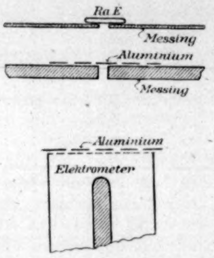



Fig. 6.

über dem Zerstreuungsgefäß eine 2,5 mm dicke durchbohrte Messingplatte, 1 cm darüber eine zweite ebenfalls durchbohrte Messingplatte von 1,0 mm Dicke. Auf der oberen Messingplatte liegt das Präparat, dessen Strahlen durch die eben erwähnten 2,3 mm weiten Löcher in das Zerstreuungsgefäß fallen.

Die Filter, Aluminiumbleche von 0,095 mm Dicke, wurden einmal auf die untere (dicke) Messingplatte, das andere Mal direkt auf das Zerstreuungsgefäß gelegt. Wenn eine Zerstreuung durch die Filter stattfindet, so muß im ersten Fall ein Teil der schräg austretenden Strahlen durch die dicke Messingplatte absorbiert werden, während im zweiten Fall diese Strahlen im Elektrometer ionisierend wirken können. Daß diese Überlegung richtig ist, ersehen wir aus folgender Zusammenstellung:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Filterdicke in mm | | 0 | 0,095 | 0,190 |
| Gemessene Zerstreuung wenn Filter | oben | 45,4 | 13,35 | 8,00 |
| | unten | 45,4 | 26,6 | 17,45 |

Liegt das Filter von 0,1 mm Dicke über der Messingplatte, so ist die Wirkung nur ca. halb so groß, als wenn es direkt das Zerstreuungsgefäß abschließt. In diesem Fall wird also ungefähr die Hälfte der durch die Aluminiumplatte hindurchgehenden Strahlung aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt und durch die Messingplatte vernichtet. Bei einem Filter von 0,2 mm Dicke ist die Streuung übrigens nur wenig größer, als bei dem Filter von 0,1 mm Dicke.

Versuch 11: Nachweis der Streuung. Anordnung und Versuchsausführung i. a. wie bei 9. Über der unteren Messingplatte liegen noch 2 Bleiplatten von je 2 mm Dicke. Bleiplatten und Messingplatte sind außer dem zentralen Loch noch durch 8 Löcher von 2,3 mm D.-M. durchbohrt, deren Zentren auf einem Kreis von 8 mm Durchmesser liegen. In der oberen Messingplatte ist das Loch auf 1 cm Durchmesser vergrößert (vgl. Fig. 7). Die Resultate gehen aus Tabelle 5 hervor:

1) S. J. Allen, Phys. Rev. **23**, 65, 1906; Beibl. **31**, 35, 1907.
2) A. Becker, Ann. d. Ph. (4) **17**, 381, 1905.
3) P. Lenard, Ann. d. Ph. (4) **12**, 449 u. 714, 1903; **15**, 485, 1904.

Tabelle 5.
Nachweis einer Streuung der Strahlen.

| | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Filterdicke in mm | 0 | 0,095 | 0,190 | 0,285 | 0,380 | 0,475 | 0,507 | 0,602 | 0,792 | 1,014 |
| Gemessene Zerstreuung, wenn Filter oben | 518 | 255 | 171 | 115,5 | 80,1 | 54,3 | 41,3 | 27,4 | 12,0 | 4,09 |
| Gemessene Zerstreuung, wenn Filter unten | 518 | 310 | 199 | 132,5 | 88,0 | 58,0 | 48,8 | 33,6 | 13,6 | 4,82 |

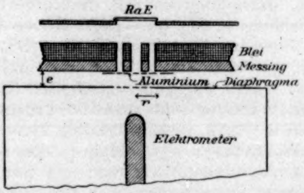



Fig. 7.

Wir sehen aus Tabelle 5, daß der Effekt stets größer ist, wenn die Filterplatten direkt auf dem Elektrometer aufliegen. Der Unterschied gegen die Versuche mit der Filterplatte über den Löchern ist freilich geringer wie bei Versuch 10. Das erklärt sich aber einfach dadurch, daß ein großer Teil der Strahlen durch die Wände des engen Zerstreuungszylinders vernichtet wird und deshalb nicht ionisierend wirken kann.

Wurde die Filterplatte nicht direkt auf das Elektrometer gelegt, sondern dicht unten an der Messingplatte angebracht, so konnte ein Teil der zerstreuten Strahlen nicht mehr ins Elektrometer gelangen. Bei dem Versuch mit einer 0,1 mm dicken Aluminiumplatte fiel beim Heben der Platte die Zerstreuung von 310 Millivolt pro Sek. auf 195 Millivolt pro Sek.

Rückte man das Elektrometer etwas beiseite, so daß die in gerader Linie vom radioaktiven Präparat ausgehenden Strahlen nicht in den Zerstreuungsraum gelangen konnten, so war doch eine merkliche Ionisation vorhanden: ein Beweis, daß von der Aluminiumplatte Strahlen in schräger Richtung ausgingen.

Versuch 12: Messung der Streuung. Anordnung wie bei 10, doch ist der schmale Zerstreuungszylinder durch einen größeren von 7 cm D.-M. und 10 cm Höhe ersetzt (Fig. 7). Außerdem ist das Präparat zusammen mit den Blei- und Messingplatten an einem Kathetometerarm befestigt. Auf diese Weise ist es möglich, das Präparat samt den die Strahlenbündel ausblendenden Metallplatten von 35 bis auf 5 mm an das Zerstreuungsgefäß heranzuschieben. Das Zerstreuungsgefäß ist mit einem Folieblatt oben verschlossen und kann außerdem mit 0,3 mm dicken Bleiplatten bedeckt werden, die zentrale kreisrunde Löcher von 0; 1,2; 2; 3; 4; 5; 6 cm Durchmesser haben. Durch diese Blenden und durch Verschiebung des Präparates kann man erreichen, daß nur Strahlenkegel ganz bestimmter Öffnung in den Zerstreuungsraum hineingelangen.

Die Versuchsbedingungen ließen sich nach 3 Richtungen verändern: unter die Löcher wurden Aluminiumfilter von 0,095 und 0,190 mm Dicke angebracht, der Abstand des Präparates vom Elektrometer wurde von 5 zu 5 mm verändert, und die Bleidiaphragmen wurden nacheinander aufgesetzt.

Die Resultate sind in Fig. 8a, b und c zusammengefaßt. Als Abszisse ist in den Figuren die Entfernung $e$ des Bleidiaphragmas von der unteren Seite der durchbohrten Messingplatte, als Ordinate die gemessene Strahlungsintensität $J$ in relativem Maße eingetragen. Durch Kurvenzüge verbunden sind die Punkte, die zu denselben Diaphragmen gehören (Radius $r$). Die einzelnen, zu den verschiedenen Filtern gehörigen Figuren sind nicht direkt miteinander vergleichbar, da die Beobachtungen an verschiedenen Tagen gemacht und die gemessenen

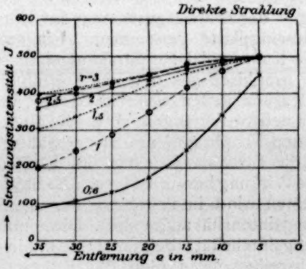



Fig. 8a.

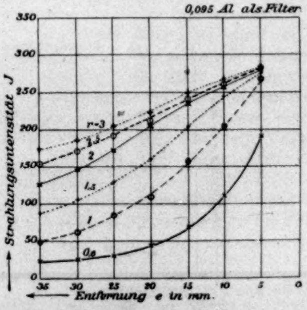



Fig. 8b.

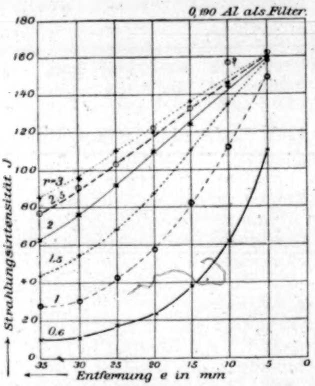



Fig. 8c.

Strahlungsintensitäten nicht auf denselben Zeitpunkt umgerechnet sind.

Aus der Fig. 8 läßt sich bereits ersehen, daß eine beträchtliche Zerstreuung der Strahlen beim Vorhandensein der Aluminiumfilter stattfindet. Noch besser erkennen wir das aus Fig. 9a, b und c. Hier ist als Abszisse der Diaphragmenradius *r*, als Ordinate die Entfernung *e* der Diaphragmen von der Unterseite der Messingplatte genommen. Eingezeichnet sind die Kurven gleicher Strahlungsintensität *J*, wie sie graphisch aus den Fig. 8 ermittelt sind. Diese Kurven geben ein Bild davon, wie man die Versuchsbedingungen, d. h. die Entfernung *e* und den Diaphragmenradius *r* wählen muß, damit die Strahlen jedesmal im Elektrometer dieselbe Wirkung hervorbringen. Die Strahlungsintensitäten sind in Prozenten der maximalen Strahlungsintensität angegeben. Diese maximale Strahlungsintensität bekommt man in jeder Versuchsreihe, wenn man das Präparat möglichst nahe an das Elektrometer heranschiebt ($e = 5$ mm) und das größte Diaphragma ($r = 30$ mm) nimmt.

Aus Vergleich der 3 Beobachtungssätze erkennen wir jetzt deutlich das Vorhandensein einer starken Streuung. Wir können sogar einige, freilich mehr qualitative Zahlenangaben machen. Betrachten wir z. B. die Kurve für 60% der Strahlung in Fig. 9a. Diese Kurve hat fast genau dieselbe Gestalt, wie die 30%-Kurve in Fig. 9b und die 30%-Kurve in Fig. 9c, die nur wenig dagegen verschoben ist. Bei direkter Wirkung sind also 60 Prozent aller Strahlen in einen verhältnismäßig kleinen Winkel zusammengedrängt. Haben diese Strahlen ein Aluminiumblech von 0,1 mm Dicke durchquert, so verteilen sich 60 Prozent der überhaupt hindurchgegangenen Strahlen auf einen viel größeren Winkel, und innerhalb des kleineren Winkels treten bloß noch 30 Prozent der Strahlen aus, also im Verhältnis halb so viel, als bei direktem Durchgang. — Bei einem Filter von 0,2 mm Aluminium ist der Zerstreuungseffekt nur noch wenig erhöht. Das steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Versuches 10.

Genaueres läßt sich aus diesen Versuchsreihen nicht berechnen; denn die ursprünglichen Strahlen sind nicht parallel genug und nicht auf ein genügend schmales Bündel zusammengedrängt. Auch läßt sich bei der gewählten Versuchsanordnung kaum in Rechnung ziehen, daß die in der ursprünglichen Richtung weitergehenden Strahlen während einer viel größeren Strecke ionisierend wirken können, als die unter einem großen Öffnungswinkel austretenden. Deshalb müssen die schrägen Strahlen im Elektrometer einen viel geringeren Effekt verursachen, als ihrer Strahlungsenergie entspricht.

Wenn durch die Versuche 10—12 auch noch nicht das Gesetz für die Streuung der $\beta$-Strahlen durch Aluminium festgestellt ist, so darf doch wohl die Tatsache einer Streuung jetzt als zweifellos angesehen werden. Durch

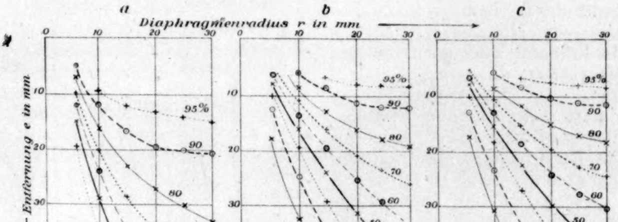



Fig. 9.

diese Streuung erklären sich, wie ja schon bemerkt wurde, unsere bei den Absorptionsversuchen gefundenen Ergebnisse. Wir haben festgestellt, daß die Absorptionskurven, je nach den Versuchsbedingungen, mehr oder weniger von einer reinen Exponentialkurve abweichen. Es ist nun sehr wohl möglich, daß für die eigentliche Absorption, also für die Vernichtung von Strahlungsenergie, ein reines Exponentialgesetz gilt und daß die Abweichungen von diesem Gesetz nur scheinbare sind. Die Abweichungen werden eben dadurch verursacht, daß ein Teil der zerstreuten Strahlungsenergie bei der jeweils gewählten Versuchsanordnung nicht gemessen wird und daß außerdem zerstreute Strahlen einen größeren Weg im Filter zurücklegen, als direkt hindurchgehende.

Die Abweichung vom Exponentialgesetz wird am geringsten werden, wenn die aktive Materie flächenförmig verteilt ist und zwar über eine ebene Fläche, die größer ist, als der Querschnitt des Zerstreuungsgefäßes. Denn dann können Teilchen, die von den Randpartien der aktiven Fläche ausgehen, durch Streuung in das Meßgefäß gelangen, und so den Verlust ersetzen, den die Intensität der von der Mitte ausgehenden Strahlen durch Streuung erleidet. Vielleicht hat man deshalb bei den früheren Versuchen, bei denen meist mit flächenförmig verteilten $\beta$-Strahlern gearbeitet wurde, keine Abweichung vom Exponentialgesetz finden können.

## 3. Teil.

## Die Geschwindigkeit der Strahlen.

Es bliebe schließlich noch übrig, einen experimentellen Nachweis dafür zu erbringen, ob die Geschwindigkeit der $\beta$-Strahlen tatsächlich beim Durchgang durch Metallfilter nicht nachweisbar geändert wird. Das kann durch magnetische Ablenkungsversuche entschieden werden.

Befindet sich das $\beta$-strahlende Präparat in einem homogenen Magnetfeld, so werden alle zum Magnetfeld senkrechten Strahlen eine kreisförmige Bahn beschreiben. Bringt man nun nach dem Vorgang von Harms[1]) in das Magnetfeld einen kreisförmigen Kanal hinein, so werden ihn die Teilchen nur dann durchfliegen können, wenn der Krümmungsradius ihrer Bahn mit dem des Kreiskanals zusammenfällt. Nun läßt sich durch geeignete Variation des Magnetfeldes leicht erreichen, daß die Strahlen gerade durch den Kanal hindurchtreten. Nach ihrem Austritt aus dem Kanal kann man sie nach den üblichen Methoden, am besten durch ihre ionisierende Wirkung, nachweisen.

1) Vergl. Chr. Füchtbauer, diese Zeitschr. 7, 748, 1906.

Versuch 13: Ablenkung der Strahlen im Magnetfeld. Es wurde entweder (s. Fig. 10a) ein in einem Bleiklotz ausgesparter Kreiskanal von 1 cm Breite (parallel zum Magnetfeld), 2 mm

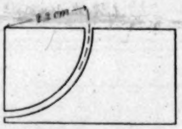



Fig. 10a.

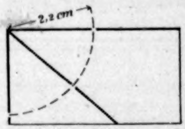



Fig. 10b.

Höhe (senkrecht zum Magnetfeld) und einem mittleren Krümmungsradius von 2,20 cm oder (s. Fig. 10b) 3 auf einer gemeinsamen Grundplatte angelötete Messingdiaphragmen von 2 mm Weite benutzt, deren Mittelpunkte auf einem Kreis von 2,20 cm Radius lagen. Durch die 3 Diaphragmenmittelpunkte ist ja die Kreisbahn eindeutig bestimmt.

Das homogene Magnetfeld wurde durch einen großen Ringmagneten mit quadratischen Polschuhen erzeugt.[1]) In den vorhandenen 1 cm breiten Spalt paßte gerade der Bleiklotz, bezw. das Messingdiaphragma hinein. Die Magnetisierungsstromstärke wurde mit einem Spulenamperemeter bestimmt, dessen Angaben kurze Zeit nach meinen Messungen mit einem neu geeichten Siemens & Halskeschen Präzisionsamperemeter verglichen wurden. Vor den Spalt des Ringmagneten wurde das bei Versuch 12 erwähnte Elektrometer aufgestellt; in der Wand des Zerstreuungsgefäßes war ein kreisförmiges Loch von 1,2 cm D.-M. eingeschnitten, das gerade vor den vertikalen Ausgang des Kreiskanals gestellt werden konnte. Das Loch wurde in einigen Fällen mit Aluminiumfolie bedeckt. Doch war diese Vorsicht, wie verschiedene Kontrollversuche bewiesen, eigentlich unnötig. Das Präparat lag entweder direkt, oder unter Zwischenschaltung von Aluminiumblechen, über dem horizontalen Ende des Kreiskanals.

Die erhaltenen Resultate sind in Fig. 11 zusammengestellt. Die 4 Kurven haben nahezu dieselbe Gestalt: sie sind symmetrisch und haben ein Maximum bei einer Magnetisierungsstromstärke von 0,73 Amp., bezw. einem Magnetfeld von 990 Gauß. Bei dem Versuch, bei dem die Strahlen vor ihrer Ablenkung ein Aluminiumblech von 0,5 mm Dicke durchdringen müssen, liegt das Maximum der Wirkung vielleicht bei einer etwas geringeren Feldstärke. Aber das läßt sich nicht mit Sicherheit ent-

1) Nähere Beschreibung dieses Magneten: H. Zahn, Ann. d. Ph. (4) 14, 892, 1904. Herrn Dr. Zahn bin ich für die bereitwillige Überlassung der Eichkurve zu Dank verpflichtet.

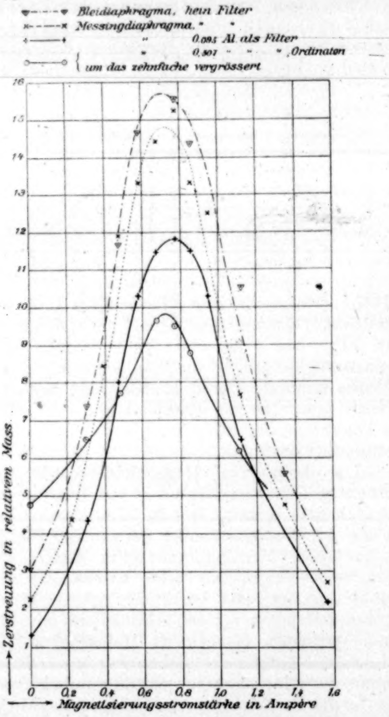



Fig. 11.

scheiden. Denn die in diesem Fall gemessene größte Ionisation ist nur ca. noch einmal so groß, als die Ionisation bei der Feldstärke 0. Entschieden können wir aber das behaupten, daß mit der hier gewählten Versuchsanordnung eine Änderung der $\beta$-Strahlgeschwindigkeit nicht nachzuweisen ist, obwohl durch vorgeschaltete Filter die Strahlungsintensität auf den ca. 15ten Teil herabgedrückt wurde.

Aus der Stärke des Magnetfeldes ($\mathfrak{H} = 990$ Gauß) und dem Krümmungsradius der Bahn ($R = 2,20$ cm) können wir nach der bekannten Formel:

$$R \cdot \mathfrak{H} = \frac{e}{m} \cdot v \qquad (2)$$

die Geschwindigkeit $v$ und das Verhältnis Ladung : Masse $= e : m$ berechnen, wenn wir die von Kaufmann[1]) bestimmten, zusammengehörenden Werte von $\frac{e}{m}$ und $v$ einsetzen. Die Gleichung (2) ist erfüllt für:

$$\frac{e}{m} = 1,15 \cdot 10^7 \text{ E. M. E.}$$

und

$$v = 2,49 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}.$$

Dieser Wert von $v$ ist nur ca. 11 Prozent kleiner als der von Kaufmann aus seinem $\beta$-Strahlspektrum berechnete Maximalwert $2,83 \cdot 10^{10}$ cm sec$^{-1}$. Wenn wir nun annehmen, daß dieser Maximalwert zu den durchdringendsten $\beta$-Strahlen von *RaC* gehört, für die $\nu = 13,1$ cm$^{-1}$ festgestellt ist[1]), so sehen wir aus Vergleich mit dem in dieser Arbeit gefundenen $\nu = 40,0$ cm$^{-1}$, daß eine Erhöhung der Geschwindigkeit um 11 Proz. die Durchdringungsfähigkeit um das Dreifache steigert. Daraus folgt, daß durch verhältnismäßig kleine Änderungen der Geschwindigkeit die Durchdringungsfähigkeit außerordentlich stark beeinflußt wird. Da wir nun bei unseren Absorptionsversuchen mit Aluminium für wachsende Filterdicken eine geringe — vielleicht nur scheinbare — Verminderung der Durchdringungsfähigkeit feststellen konnten, so dürfen wir rückwärts schließen, daß eine etwaige Geschwindigkeitsänderung der $\beta$-Strahlen beim Durchgang durch Materie äußerst klein sein muß.

Auf jeden Fall darf als völlig sicher gelten, daß die von den $\beta$-Strahlen beim Durchgang durch Materie abgegebene Energie ihr Äquivalent nicht in einer Geschwindigkeitsverminderung der Teilchen hat. Höchstwahrscheinlich kommt eine Absorption, d. h. Vernichtung von Strahlungsenergie dadurch zustande, daß durch gleich dicke Schichten jedesmal derselbe Prozentsatz der vorhandenen Teilchen völlig aufgehalten wird, während die übrigen Teilchen mit unverminderter Geschwindigkeit hindurchfliegen.

Interessant ist, daß für Kathodenstrahlen ganz ähnliche Gesetze gefunden wurden. Z. B. konnten Lenard[2]) und Seitz[3]) eine Änderung der Kathodenstrahlgeschwindigkeit durch magnetische Ablenkungsversuche nicht feststellen, nachdem die Teilchen Aluminiumblättchen durchquert hatten. Weiter ist von verschiedenen Forschern, vor allem durch die beiden oben genannten[4]), nachgewiesen, daß eine geringe Änderung der Geschwindigkeit die Durchdringungsfähigkeit der Kathodenstrahlen außerordentlich stark beeinflußt.

Bewegte Elektrizitätsteilchen verhalten sich also innerhalb sehr weiter Geschwindigkeitsgrenzen der Materie gegenüber sehr ähnlich. Erst wenn die Geschwindigkeit auf einen

1) W. Kaufmann, Gött. Nachr. 8. Nov. 1901.

1) H. W. Schmidt, l. c.
2) P. Lenard, Wied. Ann. **52**, 27, 1894.
3) W. Seitz, Ann. d. Ph. (4), **6**, 1, 1901.
4) P. Lenard, Ann. d. Ph. (4) **12**, 714, 1903; W. Seitz, Ann. d. Ph. (4) **12**, 860, 1903.

bestimmten Minimalwert gesunken ist, treten Abweichungen von den sonst beobachteten Gesetzen auf. Sonst würden die Ergebnisse Leithäusers[1]) über den Geschwindigkeitsverlust verhältnismäßig langsamer Kathodenstrahlen nicht in den Rahmen der übrigen Beobachtungen passen.

---

Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Der Absorptionskoeffizient für die $\beta$-Strahlen von *RaE* ist bei geringen Filterdicken für Aluminium 40,0 $cm^{-1}$. Er nimmt mit zunehmender Filterdicke zu; doch ist diese Zunahme von der jeweils gewählten Versuchsanordnung abhängig und deshalb vielleicht nur scheinbar.

2. Außer der $\beta$-Strahlung läßt sich eine $\gamma$-Strahlung nachweisen mit $\nu = 0{,}8\ cm^{-1}$ für Aluminium. Die Intensität der $\gamma$-Strahlung ist bei direkter Wirkung 0,16 Promille der $\beta$-Strahlintensität.

3. Vom durchstrahlten Aluminium geht eine deutliche Sekundärstrahlung aus. — Doch wird man diese Sekundärstrahlung besser als eine zerstreute Primärstrahlung bezeichnen.

4. Durch magnetische Ablenkungsversuche wurde die Geschwindigkeit der $\beta$-Strahlen zu 2,49 cm $sec^{-1}$ bestimmt. Eine Abnahme der Geschwindigkeit nach Durchgang der Strahlen durch Materie konnte nicht festgestellt werden.

1) E. Leithäuser, Ann. d. Ph. (4) **15**, 283, 1904.

Gießen, 3. April 1907, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. April 1907.)

---

## Versuche über lichtelektrische Ermüdung an Alkalimetallen.

Von K. Bergwitz.

Treffen Lichtstrahlen negativ elektrisch geladene blanke Konduktoren, so erleiden deren Oberflächen bekanntlich eine derartige Veränderung, daß das einfallende Licht die Aussendung negativer Elektronen bewirkt. Diese Wirkung des Lichts nennt man „lichtelektrische Zerstreuung" oder nach dem Entdecker „Hallwachs-Effekt". — Es zeigt sich nun aber, daß die lichtelektrische Empfindlichkeit einer Substanz gewissen Variationen unterworfen ist, so daß die an ihr beobachtete lichtelektrische Zerstreuung nicht immer dieselbe bleibt. Metalle mit frisch hergestellter Oberfläche zeigen sich zuerst immer lichtempfindlicher als einige Zeit später. Diese Abnahme der Empfindlichkeit bezeichnet man als „lichtelektrische Ermüdung". Überblickt man die Literatur über lichtelektrische Ermüdung, so trifft man auf die widersprechendsten Ansichten bei der Erklärung des Ermüdungsprozesses. Kreusler[1]) und Buisson[2]) behaupten in ihren Arbeiten die Abhängigkeit der Lichtempfindlichkeitsabnahme von der Belichtung; auch v. Schweidler[3]) glaubt, daß die Ermüdung hauptsächlich durch „wirksames" d. h. kurzwelliges Licht bewirkt wird, eine Ansicht, die durch die Versuche von Nothdurft[4]) und Aigner[5]) bestätigt ist. — Ganz im Gegensatz hierzu steht Hallwachs.[6]) Er kommt in seiner letzten Arbeit[7]) zu dem Schlusse, daß die lichtelektrische Ermüdung in Luft von der Belichtung unabhängig ist. Seiner Ansicht nach ist die Hauptursache der dort stattfindenden, starken lichtelektrischen Ermüdung der Einwirkung des Ozons zuzuschreiben, das durch starke Absorption langsamer Elektronen oder auch durch Verminderung ihrer Schwingungsenergie im Metall die Elektronenbewegung beeinflusse. — Die schwächere Ermüdung in ozonfreien Gefäßen wird auf die Elektronenabsorption in den die Elektroden umkleidenden Gasschichten zurückgeführt. Hieraus muß eigentlich folgen, daß diese „Gefäßermüdung" im Vakuum nicht vorhanden ist. Gleichwohl haben Ladenburg[8]) und Lenard[9]) hier Ermüdungserscheinungen bei Anwendung ultravioletten Lichtes konstatiert, während v. Schweidler[10]) an den Kaliumzellen von Elster und Geitel[11]) diese bei sichtbarem Lichte nicht gefunden hat. — Im Grunde genommen haben Elster und Geitel[12]) diese Tatsache, daß die Empfindlichkeit ihrer photoelektrischen Kalium- und Natriumzellen von einer vorhergegangenen Belichtung unabhängig sein muß, schon viel früher benutzt, indem sie

1) H. Kreusler, Über den photoelektrischen Effekt in der Nähe des Entladungspotentials, Verhdl. d. phys. Ges. Berl. **17**, 1898; B. **22**, 698. Ebenso, Dissert. Berlin 1901, D. A. **6** (1901).

2) H. Buisson, Über eine Veränderung metallischer Oberflächen unter dem Einflusse des Lichtes. C. R. **130**, 1900; ebenso, Ann. d. chim. et phys. (7) **24**, 1901; Eclair. électr. **29**, 1901; Journ. d. Phys. (3) **10**, 1901. B. **26**, 422. Einfluß des Lichtes auf die elektrischen Oberflächeneigenschaften.

3) E. v. Schweidler, Über Variationen der lichtelektrischen Empfindlichkeit. Wien. Ber. **112**, IIa, 7—9, 11, 1903.

4) O. Nothdurft, Einige Versuche über den Hallwachs- und Le Bon-Effekt, Dissert. Freiburg i. Br. 1904, 43.

5) F. Aigner, Einfluß des Lichtes auf elektrostatisch geladene Konduktoren. Wien. Ber. **115**, IIa, 1906.

6) W. Hallwachs, Über die lichtelektrische Ermüdung, bes. Ber. der math.-phys. Kl. d. K. Sächs. Ges. d. Wiss. in Leipzig 1906, LVIII. Band; auch Verhdl. d. phys. Ges. (Sitzungsbericht von Stuttgart 19. Sept. 1906, S. 449—458) und diese Zeitschr. **7**, 766—770, 1906.

7) Ebendas. 342—346.

8) E. Ladenburg, Untersuchungen über die entladende Wirkung des ultravioletten Lichtes auf negativ geladene Metallplatten im Vakuum. Dissert. Leipzig 1903. Ann. d. Phys. **12**, 1903.

9) Ph. Lenard, Über die Beobachtung langsamer Kathodenstrahlen mit Hilfe der Phosphoreszenz und über Sekundärentstehung von Kathodenstrahlen, bes. Ann. d. Phys. **12**, 1903.

10) E. v. Schweidler, Untersuchungen über den photoelektrischen Strom in Kaliumzellen, diese Zeitschr. **4**, 136, 1902.

11) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. **64**, 680, 1898.

12) Dieselben, Über die Vergleichung von Lichtstärken auf photoelektrischem Wege. Wied. Ann. **48**, 627—629, 1893.

mit einer Kaliumzelle photometrierten; auch Harms[1]) hat eine Rubidiumzelle mit Galvanometer zu photometrischen Beobachtungen während der totalen Sonnenfinsternis vom 30. August 1905 in Palma benutzt, nachdem er sich vorher überzeugt hatte, daß erhebliche Nachwirkungen der Belichtung nicht existieren; immerhin ist es aber wohl von Interesse, gerade von der durch Hallwachs wieder angeregten Fragestellung aus, die Ermüdungserscheinungen an den Kalium-Natrium- und Rubidium-Zellen von Elster und Geitel spezieller zu untersuchen, zumal auch Hallwachs[2]) in seiner ausgedehnten Arbeit von der Untersuchung der Ermüdung in evakuierten Röhren abgesehen hat. — Da die drei erwähnten Zellen, die ich unten kurz schildern werde, durch Glas abgeschlossen sind, so konnten Versuche mit ultraviolettem Lichte wegen der Glasabsorption nicht angestellt werden.

## I. Bestätigung früherer Versuche an Kathoden aus festen Alkalimetallen.

Von den lichtelektrischen Zellen mit Kathoden aus festen Alkalimetallen, die mir zur Verfügung standen, hatte die eine eine Kathode aus reinem Kalium, die zweite aus reinem Natrium und die dritte aus reinem Rubidium, während die Anode aus einem Aluminiumdrahte bestand. Beide Elektroden befanden sich in einem Wasserstoffvakuum von 0,33 mm Druck, das durch einen kugelförmigen Rezipienten aus Glas gegen die Luft abgeschlossen war. — Nachdem Elster und Geitel[3]) die durch Beleuchtung einer Alkalimetallkathode mit beliebigen Lichtquellen bewirkten Änderungen des Widerstandes einer Vakuumzelle galvanometrisch gemessen hatten, wäre es am einfachsten gewesen, sich des Galvanometers zu diesen Beobachtungen zu bedienen. Da ich ein genügend empfindliches Galvanometer nicht hatte, so mußte ich dies Instrument durch ein Elektrometer ersetzen.[4]) Es ist dies bekanntermaßen dadurch möglich, daß man den zu messenden Strom durch einen hohen Widerstand schließt und die Potentialdifferenz an dessen Enden mittels des Elektrometers mißt. Die Versuchsanordnung war folgende: Die photoelektrische Zelle ($Z$, Fig. 1) war mit

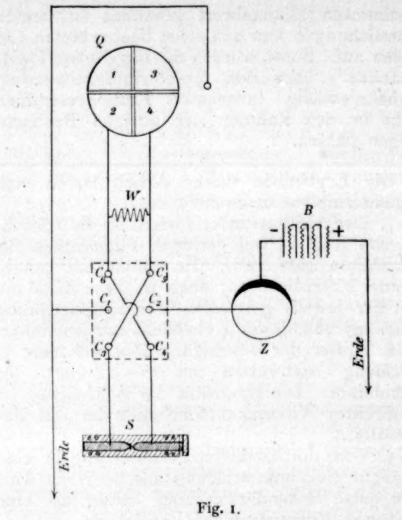



Fig. 1.

ihrer Kathode mit dem negativen Pol einer Trockenbatterie von 60 Elementen (Marke Thor N^V a. 00) von a 1,47 Volt Spannung verbunden, während der andere Pol an der Wasserleitung lag. Die Anode der Zelle führte zum Quecksilbernäpfchen $C_2$ des Paraffinkommutators $C$. Von hier aus ging der Strom entweder über $C_5$ oder, je nach der Stellung der Spinne, über $C_4$, $C_6$ zum Quadrantelektrometer. Das benutzte Instrument hatte die Form und Einrichtung, die ihm Elster und Geitel gegeben haben; seiner Nadel wurde durch eine Zambonische Säule[1]) die Spannung von 170 Volt mitgeteilt, sein Metallgehäuse geerdet. — Durch den zur Erde abgeleiteten Pol $C_1$ des Kommutators wurden entweder die Quadranten 1 und 4 oder 2 und 3 durch die Wippe auf das Potential Null gebracht. $S$ bedeutet eine Schraubevorrichtung[1]) zur gleichzeitigen Erdung beider Quadrantenpaare. Da sie sich bewährt hat, will ich sie kurz beschreiben (Fig. 2). — Von zwei Bernsteinzylindern war der eine fest auf einem rechtwinklig gebogenen eisernen Rahmen befestigt; seine ogivale Spitze trug vorn ein kleines Platinscheibchen; durch eine vermittels einer Schraube leicht auslösbare Feder wurde der zweite Zylinder mit seiner Platinspitze fest gegen den ersten gepreßt. An Spitze und Scheibe waren die Stromzuführungen angelötet. Überhaupt

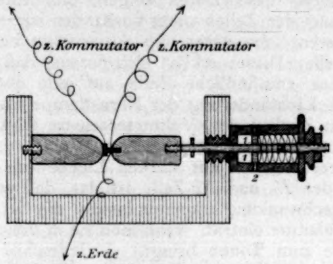
1) J. Elster, H. Geitel und F. Harms, Luftelektrische und photometrische Beobachtungen während der totalen Sonnenfinsternis vom 30. August 1905 in Palma (Mallorca). Ter. Magnt. a. Atmosph. Electr. March 1906, auch diese Zeitschr. **7**, 496—498, 1906.

2) W. Hallwachs, cf. **6**, ebendaselbst, 345.

3) J. Elster und H. Geitel, Lichtelektrische Versuche, Wied. Ann. **46**, 291, 1892.

4) J. Braun, Die photoelektrischen Wirkungen der Alkalimetalle in homogenem Lichte. Von dieser Arbeit erhielt ich erst Kenntnis, als ich bereits beim III. Teil vorliegender Abhandlung begriffen war. Dissert. Bonn 1906.

1) Zambonische Säule, Schraubvorrichtung, das später erwähnte Telephon und das Elektrometer stammen aus der Fabrik von Günther & Tegetmeyer hier. Beiden Herren sage ich für ihr Eingehen auf meine Wünsche meinen besten Dank.




1 = Schlitten zur Gradführung der Achse.
2 = Schlitten, um eine Drehung der Achse zu verhindern.
3 = Feder.
4 = Schrauben zum Auslösen der Feder.

Fig. 2.

waren alle Drahtverbindungen gelötet, andernfalls sich unliebsame Störungen ergaben. — War die Schraubvorrichtung geöffnet, so floß der Strom durch einen Widerstand zur Erde, so daß man also sein Potential an dieser Stelle messen konnte, falls man seine Größe so wählte, daß der Elektrometerausschlag in den durch Fernrohr und Skala vorgeschriebenen Grenzen blieb. — Die Herstellung eines passenden Widerstandes hat zuerst viel Schwierigkeiten gemacht.[1]) Schließlich konstruierte ich mir einen solchen folgendermaßen aus Graphit. Ein 1 cm breiter und 12 cm langer Mattglasstreifen wurde abgeschmirgelt und gereinigt. Dann wurde ein feiner Bleifederstrich längs der Mitte gezogen, die Enden stark mit Graphit eingerieben. Um diese wurden straff Platinstreifen gespannt und mit den Zuführungsdrähten verlötet. Damit der Kontakt noch sicherer wurde, waren die Platinstreifen durch Glasschrauben fest gegen den Graphit gepreßt. Sorgte man nur für konstante Temperatur und trockne Luft im Messungszimmer, dann war der Widerstand genügend konstant. Mit Hilfe eines Bleistiftes oder Messers ließ sich der ursprüngliche Bleistrich sehr leicht passend verbreitern oder verschmälern. — Alle Ablesungen wurden mit Hilfe eines Theodolithfernrohres gemacht; die Skala war 1,90 m vom Elektrometer entfernt, seine Empfindlichkeit wurde 175 Skalenteile pro 1 Volt gewählt. — Der Gang der Messung war folgender: Vor der gut isolierten Zelle (*Z*) stand in $1-1\frac{1}{2}$ m Entfernung eine Lichtquelle (Glühlampe von 16 N.-K.). Es wurde dann die Schraube an *S* (Fig. 2) gelöst, der Ausschlag abgelesen, die Wippe herumgeworfen und wieder abgelesen. Jede kleinste Lichtschwankung war wahrzunehmen, weshalb ich die Messungen in Rücksicht auf die Konstanz des Lichtstromes stets am Tage machte. Man wartete immer, bis der Ausschlag konstant derselbe blieb. Hierauf wurde die Batterie wieder abgeschaltet, eine kurze Zeit gewartet, abermals die ganze Messung wiederholt, und zwar so lange, bis die Ausschläge ziemlich gleich waren. — Hatte man eine gute Reihe konstanter Ablenkungen, dann wurde so schnell wie möglich nach Abschaltung der Batterie und Erdung des Elektrometers eine Bogenlampe von 400 N.-K. bei 14 Ampere eingeschaltet, deren volles Licht in einer Entfernung von 1 m auf die Kathode fiel. Damit keine Wärme die Zelle traf, wurden die Lichtstrahlen gezwungen, ein Wasserbassin zu passieren, durch welches beständig kaltes Wasser lief. Die Zeit des Exponierens währte 20—30 Minuten. — Diese Versuche sind nur mit der Kaliumzelle angestellt.

Abstand der Zelle vom Lichte (16 N.-K.) = 1 m.

| Vor der Exposition: | Nach der Exposition: |
| --- | --- |
| $\left.\begin{matrix}528,5-471,5\\528,0-472,0\\528,5-471,5\end{matrix}\right\}\Delta=56,7.$ | $\left.\begin{matrix}528,3-472,2\\528,8-472,4\\528,0-472,0\end{matrix}\right\}\Delta=56,1.$ |

Abstand der Zelle vom Lichte (16 N.-K.) = $1\frac{1}{2}$ m (etwa).

| Vor der Exposition: | Nach der Exposition: |
| --- | --- |
| $\left.\begin{matrix}512,2-486,8\\513,2-487,0\\513,2-486,0\end{matrix}\right\}\Delta=26,3.$ | $\left.\begin{matrix}513,2-486,2\\513,1-486,8\\513,1-486,8\end{matrix}\right\}\Delta=26,5.$ |

Abstand der Zelle vom Lichte (16 N.-K.) = $1\frac{3}{4}$ m (etwa).

| Vor der Exposition: | Nach der Exposition: |
| --- | --- |
| $\left.\begin{matrix}509,2-490,2\\509,2-490,2\\509,2-490,2\end{matrix}\right\}\Delta=19.$ | $\left.\begin{matrix}509,2-490,2\\509,2-490,2\\509,2-490,2\end{matrix}\right\}\Delta=19.$ |

Des weiteren photometrierte[1]) ich mit Hilfe der *K*-Zelle verschiedene Lichtintensitäten. Es wurden, wie es am angeführten Orte beschrieben ist, Messungen der Lichtintensität von drei Glühlampen von 16 N.-K., die parallel geschaltet lagen, zunächst einzeln ausgeführt und darauf die Summe von je zwei bezw. von je drei bestimmt. Darauf wurde die Zelle in obenerwähnter Weise den Lichtstrahlen der Bogenlampe ausgesetzt und abermals in gleicher Weise mit ihrer Hilfe die Photometrierung der Lampen vorgenommen. Die Expositionsdauer betrug 30′. Die Entfernung zwischen der der Zelle zunächst liegenden Lampe und der letzteren betrug 1 m. — Im folgenden gebe ich eine Messungsreihe vor und nach der Exposition der Zelle wieder. Gruppe a) enthält die Einzel-

1) cf. 2,2. Holzwiderstände, wie sie J. Braun benutzt, sind für meine Versuchsanordnung viel zu groß.

1) J. Elster und H. Geitel, „Über die Vergleichung von Lichtintensitäten auf photoelektrischem Wege." Wied. Ann. **48**, 1893.

messungen, in b) sind die Lichtquellen kombiniert gemessen, und Gruppe c) gibt die Differenzen:

Vor der Exposition:

a) $L_1$ 512,2—485,5 $\varDelta$ 26,7 } $L_1 + L_2$: 47,6 } $L_1 + L_2 + L_3$ : 58,5
$L_2$ 510,2—489,3 $\varDelta$ 20,9 }
$L_3$ 505,3—494,4 $\varDelta$ 10,9

b) $(L_1 + L_2)$ : 523,5—476,5 $\varDelta$ 47,0
$(L_1 + L_2 + L_3)$: 528,5—471,0 $\varDelta$ 57,5

c) $(L_1 + L_2 - (L_1 + L_2)$ : 0,6
$(L_1 + L_2 + L_3 - (L_1 + L_2 + L_3)$ : 1,0.

Nach der Exposition:

a) $L_1$ 513,3—486,0 $\varDelta$ 27,3 } $L_1 + L_2$: 47,0 } $L_1 + L_2 + L_3$ : 57,5
$L_2$ 509,2—489,5 $\varDelta$ 19,7 }
$L_3$ 505,2—494,7 $\varDelta$ 10,5

b) $(L_1 + L_2)$ : $\varDelta$ 47,4
$(L_1 + L_2 + L_3)$: $\varDelta$ 57,5

c) $L_1 + L_2 - (L_1 + L_2)$ : 0,4
$L_1 + L_2 + L_3 - (L_1 + L_2 + L_3)$ : 0,0.

Aus diesen Daten erkennt man, daß eine erhebliche Ermüdung der *K*-Zelle nicht vorhanden ist. — Da jedoch die Zelle jedesmal nach einer Messung und Exposition vorsichtig in ihren lichtdichten Kasten wieder eingeschlossen wurde, so wäre es immerhin möglich, daß die Zelle sich in dieser Zeit wieder erholt hätte. — Um ihr diese Möglichkeit abzuschneiden, exponierte ich die *Na*-, *K*- und *Rb*-Zelle stundenlang den Strahlen einer Nernstlampe von 32 N.-K und beobachtete dabei ihre Widerstandsänderung in oben beschriebener Weise, meist alle zehn bis fünfzehn Minuten die Ausschläge notierend.

a) *Na*-Zelle. Abstand der Zelle vom Lichte: 1 m.

| | | |
|---|---|---|
| 0 | 543,0—456,0 | $\varDelta$ 87,0 |
| 15 | 543,0—456,1 | $\varDelta$ 86,9 |
| 30 | 542,0—451,0 | $\varDelta$ 85,0 |
| 45 | 543,0—456,0 | $\varDelta$ 87,0 |
| 60 | 543,0—457,0 | $\varDelta$ 86,0 usw. |

b) *K*-Zelle. Abstand der Zelle vom Lichte: 1 m.

| | | |
|---|---|---|
| 0 | 609,0—388,0 | $\varDelta$ 211 |
| 10 | 609,0—388,0 | $\varDelta$ 211 |
| 20 | 609,0—389,0 | $\varDelta$ 210 |
| 30 | 610,0—387,0 | $\varDelta$ 213 |
| 40 | 610,0—389,0 | $\varDelta$ 211 |
| 50 | 610,0—389,0 | $\varDelta$ 211 |
| 60 | 610,0—389,0 | $\varDelta$ 211 usw. |

c) *Rb*-Zelle. Abstand der Zelle vom Lichte: 3 m.

| | | |
|---|---|---|
| 0 | 641,0—358,0 | $\varDelta$ 283 |
| 15 | 639,0—361,0 | $\varDelta$ 278 |
| 20 | 640,0—357,0 | $\varDelta$ 283 |
| 30 | 640,0—358,0 | $\varDelta$ 282 |
| 40 | 641,0—357,0 | $\varDelta$ 284 |
| 50 | 638,0—362,0 | $\varDelta$ 276 |
| 60 | 639,0—361,0 | $\varDelta$ 278 usw. |

Auch diese Daten zeigen, daß eine Ermüdung der Zellen nicht vorhanden ist. — Am stärksten schwankten die Ausschläge bei der *Rb*-Zelle. Dieses erklärt sich daraus, daß diese überaus empfindliche Zelle auf jede noch so kleine Lichtänderung der Nernstlampe reagiert. Jedem Zucken des Voltmeterzeigers folgte ein Schwanken der gespiegelten Skala. — (Ein anderes Zeichen der starken Lichtempfindlichkeit der *K*- und *Rb*-Zelle ist das, daß sie die Lichtschwankung erkennen lassen, die bei einer Bogenlampe eintritt, wenn man sie in bekannter Weise zum Tönen bringt.) — Jedenfalls aber liegen bei allen drei Zellen die Abweichungen vom Anfangswerte innerhalb der Grenze der Fehler der Methode, vornehmlich der Inkonstanz der Lichtquelle.

## II. Versuche an Kathoden aus flüssigen Alkalimetallen.

Ein Einfluß des Gefäßes, wie ihn Hallwachs[1]) konstatiert hat, ist bei den erwähnten Zellen ihres Alters wegen — sie sind vor mehreren Jahren hergestellt — nicht mehr zu erwarten, da schon längst Gleichgewicht zwischen dem Gasinhalt und den obersten Metallschichten der Elektroden eingetreten sein muß. — Dagegen schien es möglich, unmittelbar nach Erneuerung der Metalloberfläche vielleicht eine Ermüdungserscheinung zu konstatieren, die von einer allmählichen Adsorption der Gasreste in der Zelle herrühren könnte. Hierzu eignen sich die bis jetzt erwähnten Zellen nicht gut, wohl aber die von Elster und Geitel[2]) konstruierten Zellen mit flüssiger *K-Na*-Legierung, deren Oberfläche man mittels einer im Innern angebrachten Filtriervorrichtung erneuern kann. — Die Zellen dieser Art sind von hantelförmiger Gestalt. Das Exemplar, das mir zur Verfügung stand, endete in zwei Hohlkugeln von 3 und 4,5 cm Durchmesser. In der kleineren befanden sich die Elektroden; beide Kugeln waren durch eine Röhre verbunden, die in der Mitte die Glasfiltriervorrichtung trug. Im Dunkeln wurde die flüssige *K-Na*-Legierung in die kleinere Hohlkugel filtriert, während beide Elektroden und die Zelle mit der Erde in Verbindung gebracht wurden, um die etwa bei der Reibung entstehende Elektrizitätsmenge abzuleiten. Dann wurde die Zelle, die dann eine spiegelblanke Kathode zeigte, genau wie die Zellen mit festen Kathoden in den Stromkreis geschaltet und der photoelektrische Strom ebenso gemessen, wie im ersten Teile angegeben ist. Als Lichtquelle diente die erwähnte Nernstlampe; sie war so

1) W. Hallwachs, Über lichtelektrische Ermüdung, cf. 6,1, 363 ff.

2) J. Elster und H. Geitel Wied. Ann. **52**, 440 ff., 1894.

aufgehängt, daß die Lichtstrahlen möglichst unter 60° die Metallfläche trafen, um einen großen Effekt zu erzielen. Bekanntlich ist der photoelektrische Effekt an der Oberfläche der flüssigen Legierung vom Einfallswinkel abhängig, er erreicht sein Maximum etwa bei 60°. — Stundenlang habe ich die Zelle bei unveränderter Lage gegen die Lichtquelle beobachtet und keine Spur von Ermüdung gefunden, falls die Elektroden außen gut gegeneinander isoliert waren. Im folgenden gebe ich eine solche Beobachtungsreihe wieder.

*K-Na*-Zelle. Nernstlampe. Abstand 0,5 m.

| | | | |
|---|---|---|---|
| 0′ | 547,0—452,0 | Δ 95 | |
| 10′ | 550,0—451,0 | Δ 99 | |
| 20′ | 577,0—451,0 | Δ 96 | |
| 30′ | 578,0—452,0 | Δ 96 | |
| 40′ | 599,0—451,0 | Δ 98 | |
| 50′ | 550,0—451,0 | Δ 99 | |
| 60′ | 550,0—451,0 | Δ 99 | |
| 120′ | 550,0—452,0 | Δ 98 | |
| 180′ | 550,0—451,0 | Δ 99 | usw. |

## III. Versuche mit intermittierendem Lichte.

Da nach Aufhebung der Belichtung der photoelektrische Strom in den Zellen sofort erlischt, so muß es möglich sein, durch intermittierendes Licht entsprechende Intermittenz des Stromes hervorzurufen. — Um einen möglichst starken photoelektrischen Strom zu erhalten, wurde eine sehr große Zelle gewählt, deren Durchmesser 10 cm betrug. Die lichtempfindliche Kathode in Form einer Kugelhaube von 3 cm Höhe bestand aus reinem Kalium; die in 3,5 cm Entfernung gegenüberstehende, drahtförmige Anode war im Abstande von 2,8 cm von der Einführungsstelle an zu einem Kreise gebogen. Beide Elektroden waren außerhalb der Zelle sorgfältig paraffiniert, die ganze Zelle in einem lichtdichten Kasten isoliert befestigt, der der Kathode gegenüber eine kreisförmige Öffnung von 6 cm Durchmesser hatte. Den Strom lieferte eine Batterie von 165 Trockenelementen derselben Art, die ich vorhin genannt habe, oder er wurde der Lichtleitung der hiesigen städtischen Zentrale entnommen, die eine Spannung von 220 Volt besitzt. — Als Lichtquelle diente die bereits erwähnte Bogenlampe; sie war aus ihrem Gehäuse entfernt und ihr Lichtbogen in den Brennpunkt eines Reflektors gebracht, so daß man die Strahlen durch Regulierung des Hohlspiegels auf die Kathode richten konnte. Um das Licht auf die Zellen schnell auffallen lassen oder abblenden zu können, befand sich vor dem lichtdichten Kasten der Zelle eine Pappscheibe von 45 cm Durchmesser, die an ihrem Rande acht kreisförmige Ausschnitte von 6 cm Durchmesser trug. Die Scheibe befand sich auf der Achse einer Zentrifugalmaschine, so daß man mit großer Geschwindigkeit die Scheibe rotieren lassen konnte. — Der durch das Licht ausgelöste photoelektrische Strom passierte zunächst einen Wasserwiderstand, um bei einer Überschreitung des Entladungspotentials einen Kurzschluß zu verhüten. Als Beobachtungsinstrument für den photoelektrischen Strom diente das Telephon. Da aber trotz der starken Lichtintensität und trotz der ausgedehnten Kaliumkathode der Strom immerhin des großen Widerstandes der Gasstrecke wegen sehr klein ist, reagierten die Telephone, die mir zur Verfügung standen, gar nicht oder nur undeutlich auf ihn. Infolgedessen wurde ein für diesen Zweck empfindliches Telephon nach dem Prinzip des sogenannten Löffeltelephons folgendermaßen hergestellt. Drei kräftige Hufeisenmagnete von 24 cm Länge und 11 cm Basisbreite trugen senkrecht zu ihrer Fläche zwei Polschuhe, die aus lackierten Eisendrähten hergestellt waren. Um diese lagen die beiden Drahtrollen, auf welche 2300 m feinsten Telephondrahtes angebracht waren. Die Polschuhe lagen so nahe wie möglich aneinander; die Drahtspulen waren so gewickelt, daß die in ihnen gleichzeitig erzeugten entgegengesetzten Ströme sich gegenseitig verstärkten. Den Polen gegenüber befand sich die Membran und darüber lag die Hörmuschel. Die Membran hatte einen Durchmesser von 14 cm und war mit Hilfe einer Schraubvorrichtung gegen die Pole verstellbar. Damit sie auf den geringsten Zug reagierte, wurde sie aus straff in einen Rahmen eingespannten Pergamentpapier gefertigt, auf das in der Mitte ein dünnes Stückchen Eisenblech geklebt war, so daß es die Pole überdeckte. Dieses Telephon hat sich durchaus bewährt. — Dreht man die Scheibe vor der photoelektrischen Zelle, so hört man deutlich, wenn eine Öffnung der Scheibe sich vor ihr befindet. Man ist so imstande, die Zahl der den Zellenkasten passierenden Löcher in der Scheibe während einer bestimmten Zeit zu zählen. Genau ist die den Löchern entsprechende Anzahl der Schallerregungen zu unterscheiden. Läßt man die Scheibe schneller und schneller rotieren, so geht der Schall in einen zusammenhängenden Ton über, der immer höher wird, je nach der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe. Bei nicht zu rasender Drehung der Zentrifugalmaschine erreichte ich immer den Ton *a* (440). — Diese Versuche habe ich bei verschiedenem Abstand der Zelle von der Bogenlampe gemacht, bei dem letzten betrug er 4 m. Damit man durch das Zischen der Bogenlampe und das Sausen der rotierenden Scheibe beim Bestimmen der Tonhöhe mit Hilfe einer Stimmgabel nicht gestört wurde,

war das Telephon in einem benachbarten Zimmer aufgestellt. — Die Versuche lassen sich auch mit Sonnenlicht anstellen; es ist da jedoch die angelegte Spannung bedeutend niedriger zu nehmen, weil andernfalls leicht eine leuchtende Entladung eintritt. Diese kann, wie Elster und Geitel[1]) bereits festgestellt haben, die Empfindlichkeit der Zelle erhöhen, — wie es z. B. bei der von mir erwähnten Zelle geschehen ist — aber es ist doch immerhin die große Gefahr vorhanden, daß durch Auslösung eines Lichtbogens im Innern der Zelle das Alkalimetall verdampft wird. Auch bei trübem Himmel gehen die Versuche sehr gut, besser noch mit an einer sonnenbeschienenen Mauer reflektiertem Lichte.

Ohne Zweifel wird man auf Grund der mitgeteilten Versuche wie mittels der Selenzelle telephonische Zeichen auf einige Entfernung übermitteln können. Versuche dieser Art habe ich nur in größeren Zimmern angestellt, wobei die Zelle durch einen Zylinder aus schwarzer Pappe gegen das Tageslicht abgeblendet war.

Resultate:

1. An den von Elster und Geitel hergestellten Natrium-, Kalium- und Rubidium-Zellen läßt sich bei Belichtung mit sichtbarem Lichte keine Ermüdung nachweisen.
2. Auch die von Elster und Geitel hergestellten Kaliumnatriumzellen, deren lichtempfindliche Oberfläche im Vakuum erneuert werden kann, werden im Laufe der Zeit nicht unempfindlicher.
3. Man kann den in einer photoelektrischen Zelle durch sichtbares Licht ausgelösten Strom benutzen, die Membran eines empfindlichen Telephons in Schwingungen zu versetzen.

Alle Zellen, die ich in vorliegender Arbeit gebraucht habe, sind mir von den Herren Elster und Geitel gütigst zur Verfügung gestellt worden. Auch an dieser Stelle sage ich ihnen dafür wie für ihre Ratschläge meinen aufrichtigsten Dank.

1) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. **52**, 439, 1894.

Braunschweig, 30. März 1907.

(Eingegangen 10. April 1907.)

## Konstruktion eines konstanten Erregers für elektrische Wellen.

Von Max Laugwitz.

Quantitative Messungen der Energie elektrischer Wellen leiden durchweg an dem Übelstande, daß die vom Erreger ausgehende Strahlung sich während der Messung stark ändert, und zwar nimmt die Intensität gewöhnlich ab. Infolgedessen sind die Messungen mit einem relativ großen Fehler behaftet. Als Ursache dieser Erscheinung wird zumeist die Korrosion der Funkenstrecke betrachtet.

Um trotz der mangelhaften Konstanz des Erregers gute Messungen ausführen zu können, arbeiteten Kißling[1]), Berg[2]) und von Baeyer[3]) für Drahtwellen Nullmethoden aus, bei denen also eine Änderung der Erregerenergie während der Messung ohne Einfluß auf das Resultat ist. So wertvoll indes eine einwandfreie Nullmethode ist, so vermögen die obigen doch nicht über den erwähnten Übelstand des Erregers vollständig hinwegzukommen, da sie, zunächst nur für Drahtwellen ausgearbeitet, sich nicht ohne weiteres auf elektrische Wellen in Luft anwenden lassen; auch ist die Anordnung nicht gerade einfach zu nennen.

Deshalb schien es mir, trotz dieser beachtenswerten Vorarbeiten, noch immer von großem Interesse zu sein, eine direkte Lösung des vorliegenden Problems zu versuchen, nämlich die Konstruktion eines während der Dauer der Messung konstanten Erregers. Ich habe nun nach dieser Richtung hin eine große Anzahl von Versuchen angestellt, verschiedene Arten von Erregern konstruiert und auf ihre Konstanz geprüft. Es ist mir nun in der Tat gelungen, zur Konstruktion eines Erregers zu gelangen, der den Anforderungen in fast völlig befriedigender Weise entspricht.

Der Erreger besteht aus zwei gleichlangen, horizontal gestellten Messingzylindern, die fest in einen hohlen Hartgummizylinder eingeschraubt sind. Der Funke zwischen den beiden Metallzylindern springt in Petroleum über, welches sich im Hohlraum des Hartgummizylinders befindet.

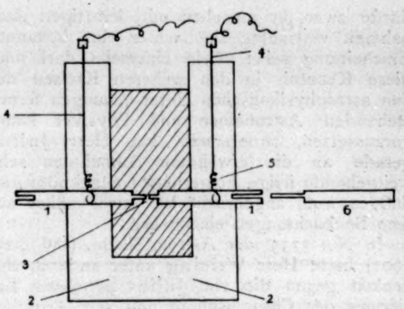
An der Funkenstrecke zwischen den beiden Messingstäben befindet sich ein kurzer etwa 1—2 mm langer Stift aus Aluminium von ca. 1 mm Stärke. Diese Anordnung ist getroffen, um eine möglichst scharf ausgeprägte Eigenperiode des Senders zu erhalten; zu dem Zwecke aber muß die Dämpfung im Erreger, und damit der Widerstand möglichst gering sein. Der Hauptwiderstand findet an der Funkenstrecke statt, diese muß also möglichst klein gemacht werden. Man konnte mit Hilfe dieser kleinen Aluminiumstifte die Annäherung der beiden Metallzylinder bedeutend höher treiben und auch, was die Hauptsache ist, die Justierung genauer vornehmen. Sind dagegen Kuppen oder Kugeln[4]) an der Funkenstrecke, so nützen sich die verschiedenen Stellen derselben sehr ungleichmäßig ab, es springt infolgedessen der Funke nicht immer an der-

1) Kißling, Inaug.-Diss. Greifswald 1902.
2) O. Berg, Ann. d. Phys. **15**, 307, 1904.
3) v. Baeyer, Ann. d. Phys. **16**, 30, 1905.
4) Welche gewöhnlich Verwendung finden.

selben Stelle über, so daß eine feinere Einstellung der Funkenstrecke oft illusorisch gemacht wird.

Es ändert sich vielmehr die Länge des Funkens und damit auch die Dämpfung beständig, und überdies sprungweise. Hervorheben möchte ich nochmals, daß diese Änderung nicht, wie man meist annimmt, davon herrührt, daß durch den überspringenden Funken die Übergangsstellen ausbrennen, zerstäuben und dadurch die Funkenstrecke größer wird, sondern der Hauptsache nach dadurch, daß sich der Funke beständig eine andere Stelle aussucht. Bei der von mir angegebenen Konstruktion springt der Funke annähernd an derselben Stelle über, und die allmähliche Änderung infolge Zerstäubung läßt sich durch Nachschrauben vollständig regulieren. Um auch diese langsame, relativ regelmäßige Änderung so viel wie möglich zu verringern, wählte ich, wie ich schon oben erwähnt, als Material der kleinen Ansatzstifte Aluminium, weil ich bei den Vorversuchen gefunden hatte, daß es sich bedeutend weniger abnutzt, als das von Himstedt empfohlene Zink. Platin erwies sich am allerungünstigsten, gleichfalls sehr ungeeignet war eine Legierung von Platin-Iridium.

Da die Zuleitung zum Hertzschen Erreger womöglich in der Nähe der Funkenstrecke erfolgen soll, andererseits auch die Leitung durch Gefäßwanderungen vermieden werden muß, so waren feste Messingdrähte senkrecht und zwar vertikal zu dem eigentlichen Erreger in den Kautschukzylinder eingebohrt; diese waren ursprünglich fest auf die horizontalen Zylinder angedrückt, um unkontrollierbare Funken zwischen dem Zuleitungsdraht und dem eigentlichen Sender zu vermeiden. Es zeigte sich aber, daß infolge des starken Andrückens bald die Gewinde im Kautschuk undicht wurden. Da infolge des Petroleums aber der Dichtung besondere Rechnung getragen werden mußte, so wurde der oben beschriebene Zuleitungsdraht mit dem Staboszillator nicht direkt, sondern erst vermittels einer Spiralfeder verbunden. Hierdurch vermied man jenen starken Druck, und die Gewinde blieben selbst nach wiederholten Schraubenregulierungen dicht. Die vertikalen Zuleitungsdrähte waren von oben nach unten in den Kautschuk eingebohrt, so daß durch ihre Bohrungen Petroleum nicht abfließen konnte.




In der Figur bedeutet:
1. Metallenen Staboszillator, an dem äußeren Ende ausgehöhlt,
2. Kautschukzylinder, innen mit Petroleum gefüllt,
3. Aluminiumstifte,
4. die vertikalen festen Zuleitungsdrähte,
5. metallische Spiralfedern,
6. Steckkontakt, um die Wellenlänge variieren zu können.

Der beschriebene Erreger hat einen Wellenlängenbereich von ca. 6 bis 30 cm; innerhalb dieses Intervalls kann man jede gewünschte Wellenlänge durch Einsetzen der Steckkontakte erzielen. Außerdem ist im hiesigen Institut ein zweiter Erreger für größere Wellen (20—60 cm) hergestellt worden, bei dem die Konstruktion im wesentlichen dieselbe ist. Beide sind seit längerer Zeit im Gebrauch und bewähren sich vorzüglich. Die Ablesungen lassen sich bei sämtlichen Wellenlängen auf Bruchteile eines Prozents genau angeben, — eine bisher unerreichte Genauigkeit. Die genauere Angabe von Zahlen unterlasse ich; die hier angegebene Genauigkeit ist aus Beobachtungsreihen von mir und von Herrn Großmann, die im hiesigen Institut ausgeführt worden sind, berechnet. Der Erreger darf demgemäß in Hinsicht auf seine Zwecke als „konstant" bezeichnet werden.

Breslau, Phys. Institut der Universität, im März 1907.

(Eingegangen 13. April 1907.)

## Die Doppellinien im Flash-Spektrum.

Von J. Hartmann.

Bei der Beobachtung der totalen Sonnenfinsternis am 17—18. Mai 1901 in Karang Sago auf Sumatra erhielt die niederländische Expedition, deren hervorragendste Mitglieder die Herren Julius, Nijland und Wilterdink waren, mit einer Prismenkamera Aufnahmen des Flash-Spektrums, auf denen jede der schmalen, sichelförmigen Emissionslinien doppelt erscheint. Dem im Jahre 1902 herausgegebenen „Preliminary Report" ist eine vergrößerte Reproduktion einer der Aufnahmen beigefügt, auf der die Doppellinien gut zu erkennen sind. Das Auftreten solcher Linienverdoppelungen

dürfte zwar für manchen mit derartigen Aufnahmen vertrauten Beobachter eine bekannte Erscheinung sein; allein einerseits darf man diese Kenntnis in den weiteren Kreisen der den astrophysikalischen Untersuchungen ferner stehenden Astronomen und Physiker kaum voraussetzen, andererseits hat Herr Julius gerade an die erwähnten Aufnahmen sehr weitgehende irrige Folgerungen angeknüpft, so daß es wohl angebracht ist, etwas näher auf jene Beobachtungen einzugehen.

In No. 3735 der Astron. Nachr. (**156**, 225, 1901) hatte Herr Wilsing unter anderen Bedenken gegen die von Julius gegebene Erklärung der Chromosphäre und der Protuberanzen durch die anomale Dispersion des weißen Sonnenlichts auch darauf hingewiesen, daß man, wenn letztere Erklärung zutreffend wäre, aus diesen am Sonnenrande beobachteten Phänomenen stets größere Werte für die Wellenlängen der betreffenden Linien erhalten müßte, als im Laboratorium, und er zeigte durch Vergleichung der von Hale, Jewell und Mohler sowie Runge und Paschen ausgeführten Messungen, daß bei der gelben Heliumlinie ein solcher Unterschied von merklichem Betrage nicht vorhanden ist. Herr Julius nimmt in seiner a priori durchaus nicht von der Hand zu weisenden Erklärung des Chromosphärenlichtes an, daß dieses Licht nicht das Eigenlicht einer leuchtenden Gasmasse, sondern lediglich das in diesem Gase durch anomale Dispersion stärker abgelenkte und daher auch noch aus einiger Höhe über dem scheinbaren Sonnenrande zum Beobachter gelangende weiße Sonnenlicht sei. Bei normaler Schichtung der Sonnenatmosphäre, also Abnahme der Dichte mit zunehmender Höhe, kann dann in dieser Weise nur solches Licht im Chromosphärenspektrum auftreten, dessen Brechungsexponent merklich größer als die Einheit ist, und das ist stets das Licht aus Gebieten, die neben den mit anomaler Dispersion behafteten Spektrallinien nach der Seite der größeren Wellenlängen hin liegen. Hierdurch war der Wilsingsche Einwand begründet.

Herr Julius suchte diesen Einwurf dadurch zurückzuweisen, daß er annahm, im Chromosphärenlichte träten nicht nur diejenigen Strahlen auf, die neben den Absorptionslinien nach der Seite der größeren Wellenlinien hin liegen, sondern auch die, welche auf der entgegengesetzten Seite liegen, deren Brechungsexponenten dann stets merklich kleiner als die Einheit sind. Infolge hiervon würden dann die Chromosphärenlinien als Doppellinien erscheinen, deren Mitte der richtigen Wellenlänge der ruhenden Absorptions- oder Emissionslinie entsprechen würde. Er schrieb (Astr. Nachr. **160**, 142, 1902; diese Zeitschr. **4**, 133, 1902): „Als Herr Wilsing diese Kritik schrieb (Juni 1901), lag in einer Kiste zu Padang die Erwiderung bereits fertig vor; allerdings in noch unentzifferter Geheimschrift, denn erst im August 1901 sah ich bei genauer Betrachtung der von Professor Nijland auf Sumatra mit der Prismenkamera erhaltenen Spektrogramme, daß die Chromosphärenlinien in der Tat alle den Charakter feiner Doppelbänder zeigten. In der Finsternisliteratur findet man fast allgemein die Chromosphärenlinien als unscharfe Objekte angedeutet, was meistens auf Fehler in der Justierung zurückgeführt wurde. Selbstverständlich hat man immer auf die Mitte dieser Objekte eingestellt, also für die Wellenlängen Werte gefunden, welche sich im Durchschnitt denen der entsprechenden Fraunhoferschen oder Emissionslinien eng anschlossen. Stellenweise muß nach der Theorie die eine oder die andere Komponente des Doppelbandes sich hervorheben und dadurch die vielfach beobachteten Verschiebungen und Verzerrungen der Chromosphärenlinien veranlassen; aber eine starke einseitige Verschiebung nahe am Sonnenrande, wie dieselbe von Herrn Wilsing wegen der „normalen" Schichtung der Gasmassen für eine notwendige Folge der Theorie gehalten wird, braucht man keineswegs zu erwarten."

Die Beweisführung, die Herr Julius für das Auftreten der Doppellinien als Folge der anomalen Dispersion gibt, läuft kurz gesagt darauf hinaus, daß in jener Gegend der Sonnenatmosphäre, die uns das Flash-Spektrum zusendet, die Dichte nicht nur von unten nach oben abnehme, sondern infolge von Wirbeln gleichzeitig auch zunehme. Für diese Hypothese dürfte Herr Julius wohl, da es sich hier keineswegs um die an den Protuberanzen, also offenkundigen singulären Störungen der regelmäßigen Gasschichtung, beobachteten Erscheinungen, sondern lediglich um das Licht der nach Ausschluß solcher Störungen übrig bleibenden konstanten unteren Schicht der Chromosphäre handelt, kaum zahlreiche Anhänger unter den Astronomen finden. Doch darauf will ich hier nicht weiter eingehen, da ich an anderer Stelle eine ausführliche Besprechung der zahlreichen, aus der anomalen Dispersion gezogenen Folgerungen geben werde. Ich beschränke mich hier darauf, die Beweiskraft der erwähnten niederländischen Flash-Aufnahmen zu erörtern.

Herr Julius schrieb (diese Zeitschr. **3**, 157, 1902; Astrophys. Journ. **15**, 33, 1902): „Einen zwingenden Beweis für die Richtigkeit unserer Erklärung würden wir erhalten, wenn wir nachweisen könnten, daß alle Chromosphärenlinien wirklich Doppellinien von der oben beschriebenen Art sind ... Die niederländische Expedition hatte das Glück, die ersten Platten zu

erhalten, welche deutlich zeigen, daß alle Chromosphärenlinien doppelt sind."

Mit der oben erwähnten Untersuchung über die anomale Dispersion beschäftigt hielt ich es für nötig, auch diesen von Herrn Julius als zwingend betrachteten Beweis näher kennen zu lernen, und auf meine Bitte hatte Herr Nijland die große Liebenswürdigkeit, mir eine Reihe guter Glaskopien der betreffenden Aufnahmen zu übersenden.

Eine sorgfältige Prüfung der Platten hat es mir nun zur vollständigen Gewißheit gemacht, daß die in Rede stehende Linienverdoppelung einzig und allein eine Folge unscharfer Fokussierung des Spektrographen während der Aufnahmen ist. Ich will nun hier gleich bemerken, daß den Beobachter deshalb durchaus kein besonderer Vorwurf trifft. Jeder, der einmal mit der Prismenkamera gearbeitet hat, weiß, wie schwierig gerade die richtige Fokussierung bei diesem Instrument ist, weil bei demselben die Bildschärfe nicht nur von der genauen Einstellung des Kamera-Auszugs, sondern oft auch ebenso stark von der Richtung abhängig ist, in welcher die erste Prismenfläche vom einfallenden Lichte getroffen wird. Hat man den Apparat, wie es gewöhnlich geschieht, im Laboratorium mittels eines Kollimators, oder auch am Himmel mit Hilfe von Sternen genau für Licht fokussiert, welches die Prismen im Minimum der Ablenkung durchsetzt, so paßt diese Fokussierung durchaus nicht mehr, wenn dann später bei der Flash-Aufnahme das Licht eine etwas andere Richtung hat. Zu einem solchen Richtungsunterschiede ist nun aber leicht die Möglichkeit gegeben, da ja das Licht mittels eines Heliostaten auf den Apparat geworfen wird, dessen Stellung nur in ziemlich primitiver Weise justiert wird. Bei Gelegenheit meiner im Jahre 1905 auf der spanischen Station der Lick-Sternwarte ausgeführten Aufnahmen des Flash-Spektrums habe ich diese Schwierigkeiten genau kennen gelernt und werde unten ein einfaches Mittel angeben, um dieselben in Zukunft mit Sicherheit zu vermeiden.

Daß sich die Bilder der einzelnen Linien eines Linienspektrums bei unrichtiger Fokussierung nicht nur verbreitern und unscharf werden, sondern sich sehr häufig auch verdoppeln, ist eine jedem Spektroskopiker bekannte Erscheinung. Bei Spektrographen mit starker Bildwölbung erhält man häufig, wenn auf die Mitte des Spektrums scharf eingestellt ist, am Anfang und am Ende desselben die Doppelbilder. Auch meine eigene Aufnahme des Flash-Spektrums zeigt diese Erscheinung sehr deutlich; während in der Mitte der Platte auf einer Strecke von etwa 15 cm Länge alle Linien absolut scharf und einfach sind, beginnen dieselben außerhalb dieses Gebietes doppelt zu werden, und die Distanz der Komponenten wächst mit zunehmender Annäherung an den Rand der Platte, d. h. mit zunehmender Entfernung von der richtigen Fokusstellung. Bei der ganz am Rande der Platte liegenden Linie $H\beta$ beträgt der Abstand der beiden Komponenten 0,09 mm = 1,2 AE.

Ganz denselben Eindruck wie die letztgenannte Linie machen nun die Flash-Bilder der niederländischen Expedition, nur mit dem einen Unterschiede, daß bei letzteren überhaupt keine Stelle der Platte im richtigen Fokus war. Sämtliche Linien des Flash-Spektrums, soweit sie genügende Helligkeit besitzen, erscheinen stark verbreitert mit zwei Helligkeitsmaximis an den beiden Rändern, so daß man sie kurz wohl als „Doppellinien" bezeichnen kann. Der Abstand der Komponenten ist nicht konstant, sondern nimmt mit wachsender Wellenlänge zu, er beträgt bei $H\varepsilon$ etwa 0,1 mm = 0,6 AE und bei $H\beta$ 0,2 mm = 2,8 AE. Einen ganz sicheren Beweis für die Richtigkeit der von mir gegebenen Erklärung der Doppellinien kann man darin erblicken, daß auch sämtliche Fraunhofersche Linien der schmalen neben dem Flash noch sichtbaren Sichel genau dieselbe Verbreiterung bzw. Verdoppelung zeigen. Bei scharfer Fokussierung hätte diese Sichel ein Sonnenspektrum mit einfachen ziemlich scharfen Fraunhoferschen Linien geben müssen.

In dem Preliminary Report haben die Beobachter selbst die Möglichkeit der Entstehung der Verdoppelung durch einen Instrumentalfehler erörtert. Ich stimme ihnen darin vollständig bei, daß es nicht möglich ist, die Erscheinung durch einen Fehler im Gang des Heliostaten oder auch durch eine Erschütterung des Apparats zu erklären. Die Gründe, welche sie gegen die Zulässigkeit der Erklärung durch unrichtige Fokussierung anführen (l. c., S. 13), sind jedoch nicht stichhaltig. Sie führen erstens an, daß die durch die Unregelmäßigkeiten des Mondrandes erzeugten Längsstreifen im Sonnenspektrum scharf abgebildet seien. Auf den mir zur Verfügung stehenden Kopien ist die Schärfe dieser Streifen bei weitem nicht so, daß sie als ein Beweis für genaue Fokussierung dienen könnte. Aber selbst wenn diese Längsstreifung absolut scharf wäre, so wäre das mit einer unrichtigen Fokussierung der Spektrallinien selbst sehr wohl vereinbar. Die meisten Prismenspektrographen besitzen nämlich einen recht merklichen Astigmatismus, der davon herrührt, daß die Prismenflächen nur in ganz seltenen Fällen wirklich plan, meistens jedoch etwas zylindrisch sind. Da die Einstellung der Prismenkamera der niederländischen Expedition nun in der Nacht vor der Finsternis durch Beobachtung eines Sternspektrums bewirkt wurde, bei dem man selbstverständlich nicht

auf die Schärfe der Spektrallinien, sondern einzig und allein auf die scharfe seitliche Begrenzung des Spektrums einstellte, so folgt hieraus, daß man die photographische Platte, wenn der Spektrograph überhaupt einen astigmatischen Fehler besaß, gerade in die unrichtige der beiden astigmatischen Bildflächen eingestellt hat.

Weiter führen die Beobachter als Beweis gegen die instrumentelle Erklärung an, daß der Abstand der beiden Komponenten für die verschiedenen Linien veränderlich sei, und daß auch kleine Differenzen in der Richtung der Verdoppelung und in der Intensität der beiden Komponenten vorhanden seien. Man muß hier zweierlei unterscheiden, erstens die regelmäßige Zunahme des Abstandes der Komponenten mit zunehmender Wellenlänge und zweitens zufällige Abweichungen von diesem gleichmäßigen Gange. Was zunächst letztere zufällige Abweichungen anbetrifft, so sind sie, wenn überhaupt irgendwo nachweisbar, meist durch das Zusammenfallen mit benachbarten Flashlinien, in einzelnen Fällen auch durch Plattenfehler zu erklären, und genau ebenso verhält es sich mit den zufälligen Ausnahmen von dem regelmäßigen Verlaufe des Intensitätsverhältnisses der beiden Komponenten. Die Richtung der Verdoppelung fällt mit der Richtung der Dispersion zusammen, was allerdings auch der Fall sein würde, wenn die Juliussche Erklärung durch anomale Dispersion zutreffend wäre. Deshalb kommt diesem Punkte weiter keine Beweiskraft zu.

Was nun andererseits die gleichmäßige Zunahme des Abstandes mit der Wellenlänge anbetrifft, so kann dieselbe dadurch bedingt sein, daß sich die Platte für die violetten Strahlen näher am wahren Fokus befunden hat, als für die blaugrünen. Zum Teil wird jedoch dieser Erscheinung noch ein allgemeinerer Vorgang zugrunde liegen. Das aus den Prismen austretende Lichtbündel hat nämlich für die Strahlen von kleinerer Wellenlänge einen kleineren Querschnitt als für die von größerer Wellenlänge, woraus folgt, daß auch bei gleichem Abstande vom richtigen Fokus die ersteren Strahlen auf der Platte schmalere Linien ergeben müssen als die letzteren.

Auch daß die Koronalinie $\lambda$ 3987 ein ziemlich scharf begrenztes Bild ergeben habe, kann nicht als sicherer Beweis für die richtige Fokussierung gelten. Wie oben bemerkt, ist ja in dieser Gegend des Spektrums, nahe bei $H\varepsilon$, der Abstand der beiden Komponenten der Doppellinien nur noch 0,1 mm, und es ist daher sehr wahrscheinlich, daß sich die Verdoppelung bei dem nur an der einen Seite scharf begrenzten Bilde der Korona der Wahrnehmung entzieht.

Die optische Erklärung der Doppellinien ist dieselbe wie die der extrafokalen Beugungsbilder eines Fernrohrobjektivs, jedoch wird auch hier das ideale Beugungsbild stark durch die Zonenfehler des optischen Apparats beeinflußt. Im vorliegenden Falle können diese Fehler ziemlich beträchtlich gewesen sein, da die benutzte Kamera mit außergewöhnlich großen Prismen, deren tadellose Herstellung kaum möglich ist, ausgerüstet war.

Durch das Gesagte dürfte der Beweis erbracht sein, daß der auf den niederländischen Platten abgebildeten Erscheinung keine reelle Duplizität der Chromosphärenlinien entspricht, womit dann auch die ihr von Herrn Julius beigemessene Beweiskraft fortfällt.

Leider ist die durch die unrichtige Plattenstellung verursachte Unschärfe so groß, daß die tatsächlich existierende Duplizität der beiden Calciumlinien $H$ und $K$ auf diesen Platten nicht zu erkennen ist. Die von mir im Jahre 1905 erhaltene Flash-Aufnahme zeigt dagegen diese beiden Linien deutlich doppelt mit einem Abstande von 0,08 mm = 0,4 AE. Zum Beweise dieser Duplizität wären jedoch die Flash-Aufnahmen nicht nötig gewesen. Es ist bekannt, daß diese beiden stärksten Linien des Chromosphärenspektrums auf dem Sonnenrande als Doppellinien aufsitzen; man kann sie als solche jederzeit mit einem hinreichend dispergierenden Spektrographen erhalten. Auf einigen mit dem Potsdamer Spektrographen III gemachten Aufnahmen habe ich den Abstand zu 0,34 AE bestimmt, was mit obigem aus dem Flash-Spektrum gefundenen Werte gut übereinstimmt. Diese Verdoppelung der Calciumlinien findet ihre ungezwungene Erklärung durch die fast selbstverständliche Annahme, daß über dem die Emissionslinie erzeugenden unter größerem Druck stehenden Calciumdampf noch eine Schicht kälteren und weniger dichten Dampfes liegt, der in der breiten Emissionslinie eine schmale Absorptionslinie erzeugt. Ein Beweis für die Wirkung anomaler Dispersion ist hieraus durchaus nicht zu ziehen.

Ich will noch bemerken, daß Herr Nijland im Jahre 1905 in Burgos mit derselben Prismenkamera Flash-Aufnahmen erhalten hat, die außerordentlich viel schärfer sind, als die oben besprochenen. Die ultravioletten Linien des Flash-Spektrums sind vollkommen scharf abgebildet; mit wachsender Wellenlänge, etwa von $H\delta$ an, werden die Linien jedoch breiter und zeigen jenseits von $H\gamma$ wieder Neigung zur Verdoppelung. Hierbei war, wie mir Herr Nijland mitteilt, die Einstellung des Kamera-Auszugs um 4 mm anders als auf Sumatra. Alles dieses bestätigt aufs vollständigste meine oben gezogenen Schlüsse. Aus der auch auf den spanischen Aufnahmen mit wachsender

Wellenlänge gleichmäßig zunehmenden Unschärfe der Linien kann man schließen, daß eine Verbesserung der Fokussierung bei dem betreffenden Apparate durch Änderung der Plattenneigung gegen die optische Achse zu erreichen wäre.

Zum Schluß will ich noch einige Worte über die Justierung der Prismenkamera sagen, da unrichtige Behandlung dieses Instruments leider schon öfter den Erfolg kostspieliger Expeditionen vereitelt hat. Als erste Regel beachte man, daß die gesamte Justierung hinreichend lange vor Beginn der Totalität beendigt sein muß, damit der Beobachter in voller Ruhe den Eintritt der Kontakte erwarten kann. Ich halte es daher nicht für richtig, die Kamera erst kurz vor dem zweiten Kontakt unter Benutzung des schmalen sichelförmigen Sonnenbildes scharf einzustellen.

Für die Fokussierung der Kamera gibt es dann drei Wege, deren jeder seine Vorzüge und seine Nachteile hat, die jedoch alle bei richtiger Benutzung sicher zum Ziele führen.

Der erste ist die Anwendung eines auf unendlich eingestellten Kollimators. Dieses Verfahren ist sehr bequem und kann zu jeder Tageszeit unabhängig vom Wetter ausgeführt werden. Jedoch hat man dabei zu beachten, daß jeder in der Fokussierung des Kollimators selbst begangene Fehler mit dem Quadrate des Verhältnisses der Brennweiten multipliziert in die Fokussierung des Spektrographen eingeht. Hat also, wie es bei dem niederländischen Apparate der Fall war, das Objektiv der Prismenkamera 260 cm Brennweite, und benutzt man zu dessen Fokussierung einen Kollimator von 65 cm Länge, dessen Einstellung auf unendlich nur um einen Millimeter fehlerhaft ist, so wird die Einstellung des Spektrographen um volle 16 mm falsch gefunden. Man wird also dieses Verfahren besonders dann mit Vorteil anwenden können, wenn ein gut fokussierter Kollimator von größerer Brennweite als die Kamera zur Verfügung steht. Ein optisches astronomisches Fernrohr ist hierzu jedoch nicht gut zu verwenden, da dieses im photographischen Teile des Spektrums stark fehlerhafte Einstellungen liefern würde; am geeignetsten wäre ein Spiegelteleskop.

Das zweite, von den eben erwähnten Fehlern freie Mittel zur Fokussierung ist die Benutzung entfernter irdischer Lichtquellen, die im Jahre 1902 auch von Herrn Julius vorgeschlagen wurde. Am besten verwendet man einen mit dem Heliostaten beleuchteten Spalt. Hat man so diejenige Stellung der Platte gefunden, in welcher die beste Aufnahme des Sonnenspektrums erhalten wird, so ist zum Übergange auf unendliche Objektdistanz der Kamera-Auszug noch um den Betrag

$$\frac{B^2}{O+B}$$

zu verkürzen, worin $O$ die Entfernung des Objekts und $B$ diejenige der Platte vom zweiten Hauptpunkt des Objektivs ist. Bei dieser Art des Fokussierens soll $O$ wenigstens den Betrag von $50B$ haben.

Das dritte Verfahren endlich ist die Benutzung von Sternen. Hierbei hat man jedoch, ebenso wie bei den vorhergehenden Methoden, lediglich auf die Schärfe der Spektrallinien und nicht, wie ich schon oben erwähnte, auf die Schärfe der seitlichen Begrenzung des Spektrums (möglichst linienförmige Einschnürung) zu achten. Der einzige Übelstand dieses sonst vorzüglichen Verfahrens besteht darin, daß man dadurch im allgemeinen die Fokussierung bei einer niedrigeren Temperatur erhalten wird, während es doch gerade auf die scharfe Einstellung in der Tageswärme bei vollem Sonnenschein ankommt. Ein sorgfältiger Beobachter wird dieses Verfahren daher nur anwenden, wenn er den Einfluß der Temperatur auf seinen Apparat vorher untersucht hat.

Zu allen den hier kurz aufgezählten Methoden der Fokussierung hat nun aber eine Vorsichtsmaßregel zu kommen, die man bisher wenig beachtet hat. Man hat nämlich dafür zu sorgen, daß das Licht während der Finsternisaufnahmen genau in derselben Richtung auf die erste Prismenfläche fällt, die es bei den obigen zur Fokussierung gemachten Aufnahmen hatte. Zu diesem Zwecke ist es nötig, diese Richtung durch irgendeine fest mit der Kamera verbundene Visur festzulegen, was auf sehr verschiedene Arten geschehen kann. Am einfachsten ist es, dicht neben dem ersten Prisma ein mit Fadenkreuz versehenes Fernrohr recht fest mit der Kamera zu verbinden, welches einen Teil des vom Heliostaten reflektierten Lichts neben dem Prisma auffängt. Ist der Heliostatenspiegel nur klein, so kann man das Fernrohr auch auf das von der ersten Prismenfläche reflektierte Licht, welches dann am besten durch einen gut befestigten Spiegel in die Richtung der Kamera zurückgeworfen wird, einstellen; letzteres ist namentlich bei Verwendung der beiden ersten Fokussierungsmethoden mit irdischen Lichtquellen zur Vermeidung eines Parallaxenfehlers zu empfehlen. Hat man dann während der Fokussierungen das Halterohr genau auf die betreffende Lichtquelle eingestellt, so hat man bei der Finsternis nur nötig, die Kamera resp. den Heliostatenspiegel so zu drehen, daß die Sonnensichel wieder auf dem Faden des Halterohrs erscheint.

Potsdam, Astrophysikalisches Observatorium, 17. April 1907.

(Eingegangen 21. April 1907.)

## Spektralaufnahmen mit Teleobjektiv.[1])

Von Hans Lehmann.

Während der letzten „Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte" zu Stuttgart hielten die Herren M. Wien und J. Zenneck einen Vortrag über „Spektralaufnahmen mit Teleobjektiv", worüber auch in dieser Zeitschrift vor kurzem berichtet wurde.[2])

Weder im Vortrage selbst, noch im Referat über denselben wurde der bisherigen Arbeiten über den erwähnten Gegenstand gedacht. Ich erlaube mir daher, an dieser Stelle auf einen Aufsatz „Über die Anwendung des Teleobjektivs in der Spektroskopie"[3]) aus dem Jahre 1903 hinzuweisen, in welchem der in Frage stehende Gegenstand in praktischer und theoretischer Hinsicht zur Genüge erörtert wird. Unter anderem wird z. B. über ein „Telespektrogramm" der Sonne berichtet, welches mittels eines kleinen, mit Teleobjektiv ausgerüsteten Prismen-Spektrographen bei 10facher Vergrößerung hergestellt wurde, und bei dem die *H*- und *K*-Linien auf der Platte 22 Millimeter Abstand hatten. Es kommen also hierbei auf 1 Millimeter 1,6 Ångströmeinheiten.

Ich füge heute noch hinzu, daß das Teleobjektiv ein vorzügliches Hilfsmittel zur vollständigen und bequemen Ausnutzung der sehr großen Dispersion von Interferenzspektroskopen darstellt, z. B. des Stufengitters von Michelson.

1) Bemerkung zu dem von den Herren M. Wien und J. Zenneck gehaltenen Vortrag.
2) Diese Zeitschrift **8**, 30, 1907.
3) Zeitschrift für wissenschaftl. Photographie **1**, 41—49, 1903.

Jena, im April 1907.

(Eingegangen 16. April 1907.)

## Bemerkung zu vorstehender Mitteilung.

Von M. Wien und J. Zenneck.

Wir bedauern lebhaft, die Arbeit von Herrn Lehmann, der die von uns vorgeschlagene Anordnung schon früher verwendet hat, nicht gekannt zu haben. Daß sie uns entging, ist darauf zurückzuführen, daß uns die „Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie" nicht zugänglich war, und daß die Arbeit in den Beiblättern nicht unter „Photographie" oder „Spektralanalyse", sondern unter „geometrische Optik" referiert war.

(Eingegangen 8. Mai 1907.)

## Zur Theorie der Kreiselräder.

(Antwort auf die Einwürfe des Herrn v. Mises.)

Von H. Lorenz.

In Heft 9 dieser Zeitschrift[1]) unterzieht Herr Ingenieur v. Mises (Brünn) meine neue Theorie der Kreiselräder (Heft 5, S. 139) einer Kritik auf Grund verschiedener Mißverständnisse, die ich im folgenden kurz aufklären will.

Unter 1. erkennt Herr v. Mises zunächst meine Problemstellung sowie die Beschränkung auf symmetrische stationäre Strömungen als Fortschritt gegenüber der bisher üblichen eindimensionalen Behandlung an, um dann unter 2. die Einführung der Zwangsbeschleunigung $q$ als der Punktmechanik unberechtigterweise entnommen zu bekämpfen. Nun unterscheiden sich die Bewegungsgleichungen der Flüssigkeiten von denen des materiellen Punktes nur durch den Hinzutritt der Ableitungen des Druckes, der bei stationärer symmetrischer Störung überhaupt keine Drehbeschleunigung auszuüben vermag. Lassen wir also in diesem Grenzfalle die Zwangsbeschleunigung, d. h. die auf die Masseneinheit entfallende äußere Kraft aus den Eulerschen Bewegungsgleichungen fort, so erhalten wir, im Widerspruch zur Problemstellung, eine Strömung ohne Energieaustausch. Damit aber ist die unter 2. gezogene Schlußfolgerung des Herrn v. Mises, welche überdies auf der irrtümlichen Voraussetzung beruht, daß die Einführung der äußeren Kraft einen willkürlichen Zusatz zu den Bewegungsgleichungen von Flüssigkeiten bedeutet, schon als unhaltbar erkannt. Diese äußere Kraft ist vielmehr im allgemeinen in den Grundgleichungen vorhanden, so daß man ihr nur im besonderen Falle, z. B. durch Identifizierung mit der Schaufelreaktion einen physikalischen Sinn beizulegen hat. Daß diese äußere Kraft infolge der Vernachlässigung der zurzeit analytisch nicht exakt faßbaren Flüssigkeitsreibung normal zu den Schaufelflächen stehen muß, ist so selbstverständlich, daß ich hierüber kein Wort zu verlieren brauche. Hiermit erledigt sich auch die Bemerkung des Herrn v. Mises unter 3c, während die weiteren Ausführungen desselben über die Unstetigkeit des Druckes an den Schaufelflächen den von mir ins Auge gefaßten Idealfall gar nicht betreffen. Dieselben gewinnen erst dann eine Bedeutung, wenn man nach dem Vorgange Prášils, den Herr v. Mises mehrfach zitiert, von der Symmetrie der Strömung und damit von der unendlichen Schaufelzahl absieht. Alsdann aber scheitert die Behandlung des Problems, abgesehen von mathematischen Schwierigkeiten, schon an der

1) Diese Zeitschr. **8**, 314, 1907.

Unmöglichkeit, die Randbedingungen vollständig anzugeben, was übrigens Herr v. Mises selbst bemerkt, jedoch ohne zu erwähnen, daß gerade Prášil diesem Versuche zum Opfer gefallen ist. Er übernimmt sogar aus dessen Abhandlung (Schweiz. Bauzeitung, Dez. 1906), welche infolge der Verwechslung des absoluten und relativen Drehwinkels ($\varphi$ und $\chi$), sowie der Einführung von Potentialen der Geschwindigkeit und äußeren Kräfte im Wirbelraum auf ein identisches Verschwinden aller Geschwindigkeitskomponenten führt[1]), also durchaus resultatlos geblieben ist, die falsche Schlußfolgerung, daß mit der symmetrischen Strömung nach dem Gesetze $\Psi = Ar^2 z$ eine ganz bestimmte Abhängigkeit des Produktes $w_n r$ von $r$ gegeben sei. Diese ergibt sich aber nur, wenn man im Widerspruch zu meiner Forderung, daß die Komponenten $q_z$, $q_r$ und $q_n$ kein Potential $E$ besitzen,

$$q_z = \frac{\partial E}{\partial z}, \quad q_r = \frac{\partial E}{\partial r}, \quad q_n r = \frac{\partial E}{\partial \varphi}$$

setzt und dann weiter aus der Unabhängigkeit dieser Komponenten von $\varphi$ auf die Konstanz von $q_n r$ schließt. Alsdann folgt aus

$$q_n r = C = \frac{d(w_n r)}{dx} = w_r \frac{\partial (w_n r)}{dr}$$

mit

$$w_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} = -Ar$$

die von Herrn v. Mises aus Prášils Abhandlung entnommene Beziehung

$$w_n r = \frac{C}{A} \lg n\, r + C_1.$$

Ich glaube, daß dieser von Herrn v. Mises nicht mit angeführte Beweis zur Kennzeichnung des ganzen Schlusses genügt.

Weiterhin bemängelt Herr v. Mises unter 3a und b meine Forderung des Verschwindens des Ringwirbels $\varepsilon_n$, ohne zu beachten, daß diese einfach daraus entspringt, daß $\varepsilon_n$ nicht in die Momentengleichung eingeht, was in meiner Abhandlung ganz deutlich ausgesprochen ist. Daß mit dem Wirbel $\varepsilon_n$ auch das elementare Wirbelmoment $\varepsilon_n\, dr\, dz$ und umgekehrt verschwinden muß, liegt wohl auf der Hand. Ebenso ist die unter 3d beanstandete Konstante $C'$ der Energiegleichung einfach durch den gleichen (wirbelfreien) Anfangszustand aller stationär strömenden Flüssigkeitselemente bedingt, während die unter 3e behauptete Unverständlichkeit meiner Schlußweise wohl nur durch deren Kürze hervorgerufen ist. Multipliziert man nämlich meine beiden nach allgemein gültigen Formeln (21) bezw. mit $dz$ und $dr$ und addiert, so folgt mit Rücksicht auf die Gleichungen (3), (7) und (20) für das vollständige Differential

$$d\chi = -\frac{2\varepsilon_n}{q_n r^2} d\Psi + \left(\frac{w_n}{r} - \omega\right) \frac{d(w_n s)}{q_n s}$$

ausgedrückt in den Parametern $\Psi$ und $w_n r$. Da nun der vom Rad nicht ausgenutzte Ringwirbel $\varepsilon_n$ verschwinden soll, so ist offenbar $\frac{\partial \chi}{\partial \Psi} = 0$, und $\chi$ wird eine Funktion von $w_n r$ allein, woraus alles weitere hervorgeht. Natürlich hat diese Folgerung nur dann einen Sinn, wenn die ganze Strömung durch eine und dieselbe Stromfunktion beherrscht wird, deren analytische Form sich in der Tat hieraus ergibt. Die hierauf bezügliche Bemängelung des Herrn v. Mises unter 4. erscheint demnach als ein bloßes Mißverständnis meines Gedankenganges. Dies tritt noch besonders in dem Satze hervor, daß jede beliebige Profil- und Schaufelform den hydrodynamischen Grundgleichungen genüge, wobei auf die besonderen Bedingungen des Problems, insbesondere auf die Ökonomie des Energieaustausches gar keine Rücksicht genommen ist. Wie oberflächlich Herr v. Mises verfährt, geht schon aus der unter 2. stehenden Bemerkung hervor, daß die Zahl der Gleichungen nicht für die Bestimmung der Variablen ausreiche, obwohl diese sämtlich in meiner Arbeit ihren analytischen Ausdruck erhalten haben. Herr v. Mises hat nicht nur übersehen, daß $w_n r$ überhaupt eine willkürliche Funktion von $r$ bleibt, sondern auch, daß neben den drei Bewegungsgleichungen und der Kontinuitätsbedingung das Verschwinden des Ringwirbels und die Forderung des gleichen Energieumsatzes auf die zwei weiteren Formeln

$$\frac{\partial w_r}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial w_z}{\partial r} = 0$$

führte, so daß also für die 6 abhängigen Variablen $q_r$, $q_z$, $q_n$, $p$, $w_r$, $w_z$ genau die hinreichende und notwendige Zahl von Gleichungen vorhanden ist. Trotz dieser Tatsache sowie der durchaus explizite gegebenen Lösung des Problems behauptet Herr v. Mises unter 3. ich gelange wegen der Unbekannten $q_r$ und $q_z$ nicht zum Ziele!

Ich hoffe damit gezeigt zu haben, daß die Kritik des Herrn v. Mises, welche überdies jedes Bestreben nach einer positiven Förderung des Problems vermissen läßt, in allen Einzelheiten verfehlt ist.

1) Siehe: Zeitschrift f. d. ges. Turbinenwesen 1907, Heft 4, 5, 6 und 9.

# VORTRÄGE UND REDEN.

## Flüssige Kristalle und mechanische Technologie.[1])

Von O. Lehmann.

Ihrer großen technischen Bedeutung entsprechend ist die mechanische Bearbeitung der Rohstoffe schon häufig Gegenstand theoretischer und experimenteller Arbeiten gewesen[2]), Theorie und Experiment zeigen aber nicht das wünschenswerte Maß von Übereinstimmung. Einen Hauptgrund der Abweichungen glaube ich gefunden zu haben in der von mir als „Homöotropie" bezeichneten Eigenschaft der Kristalle, auf welche ich durch Untersuchung des Verhaltens der flüssigen Kristalle aufmerksam wurde.[3])

Die meisten der in Betracht kommenden Stoffe (vorzugsweise Metalle) haben im rohen Zustand mikrokristallinische Struktur. Obschon nun die Kristalle hinsichtlich ihrer mechanischen Eigenschaften anisotrop sind, kann man doch, wie es gewöhnlich geschieht, solange die Deformation eine vollkommen elastische bleibt, d. h. solange die Elastizitätsgrenze nicht überschritten wird, das Material als ein isotropes betrachten, insofern die einzelnen Kristallindividuen nach den verschiedensten Richtungen orientiert und meist außerordentlich klein sind.

Hierin tritt aber infolge der Homöotropie sofort gründliche Änderung ein[1]), sobald das „Fließen", (die plastische oder bleibende Deformation) beginnt. An allen Stellen, wo dies eintritt, richten sich die Molekülachsen (bei durchsichtigen Medien die Auslöschungsrichtungen zwischen gekreuzten Nicols) parallel und zwar gesetzmäßig orientiert, zur Richtung des Fließens, so daß diese Teile der Substanz nunmehr annähernd homogen anisotrop erscheinen und eine meist sehr viel niedrigere Elastizitätsgrenze und innere Reibung in der Richtung des Fließens aufweisen als der übrige Teil des Materials, bei welchem die Elastizitätsgrenze nicht überschritten wurde.

Zum Studium der Erscheinungen kann z. B. eine dünne Schicht von fließend-kristallinischem Ammoniumoleat zwischen Objektträger und Deckglas dienen, welche sich auf dem drehbaren Objekttisch eines Mikroskops[2]) zwischen gekreuzten Nicols befindet und durch Eintreiben eines Keils, bestehend aus einer Ecke eines von der Seite her eingeschobenen dünnen Deckgläschens, deformiert wird. Während vor der Deformation der verschiedenen Orientierung der Kristallindividuen entsprechend die Masse gleichmäßig hell und dunkel gesprenkelt erschien, wird sie nun in der Nähe des Keils, wenn die durch die Pfeile angedeuteten Fließrichtungen 45° mit den Nicoldiagonalen bilden, gleichmäßig hell und an der Spitze dunkel (Fig. 1). Die homogen gewordene Partie ist relativ

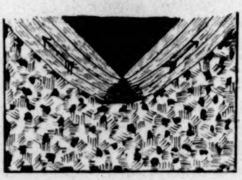


Fig. 1.

leicht flüssig geworden und wird zu beiden Seiten des Keils herausgequetscht, wodurch sich eine bereits 1879 von Marangoni[3]) ge-

1) Auszug aus einem Vortrag im Karlsruher Gewerbeverein am 16. April 1907.

2) Die ersten Untersuchungen über das Fließen fester Körper wurden ausgeführt von Tresca, Compt. rend. **59**, 754, 1864; **60**, 398, 1865; **64**, 809, 1867; **66**, 263, 1868; **68**, 1197, 1869; **70**, 27, 288, 368, 1870; The Engineer **45**, 429, 1879. Sehr eingehende Versuche über das Lochen von Eisen, bei welchem die Strukturänderung auf dem Durchschnitt durch Ätzung zur Anschauung gebracht wurde, stellte zuerst K. Keller an (Zeitschr. d. österreichischen Ingenieur- und Architektenvereins **31**, 163, 1879 und Zeitschr. d. Vereins deutscher Ingenieure **32**, 77, 1888. Vgl. auch Dinglers polyt. Journal **298**, 145, 1895). Ferner sind zu nennen: Thime, Mémoire sur le rabotage des métaux, Petersburg 1877; Heim, Untersuchungen über den Mechanismus der Gebirgsbildung, Basel, Schwabe, 1878; Fr. Pfaff, der Mechanismus der Gebirgsbildung, Heidelberg, Winter, 1880; Kick, Das Gesetz der proportionalen Widerstände und seine Anwendungen, Leipzig, Felix, 1885; v. Obermayer, Sitzungsber. d. Wien. Akad. **68**, 737, 1868; Forchheimer, Zeitschr. d. österr. Ing.- u. Arch.-Ver. **34**, 111, 1882; **35**, 103, 1883; Kick, Sitzungsber. d. Ver. d. Ing. 6. Jan. 1890; Zeitschr. d. Ver. d. Ing. **36**, 919, 1892; Ch. Fremont, Mémoires de la soc. d. Ingénieurs Civils **49**, 114, 1896; Pregél, Dingl. polyt. Journ. **78**; (305), **49**, 1897; Weißbach-Herrmann, Ingenieur- und Maschinenmechanik (1) **3**, 819, Braunschweig, Vieweg, 1896; H. Fischer, Die Werkzeugmaschinen, 2. Aufl. **1**, 8, Berlin, Springer, 1905. Ferner verschiedene Abhandlungen und Vorträge von A. Martens, Vorstand der Kgl. mech. techn. Versuchsanstalt in Großlichterfelde bei Berlin.

3) Über den Begriff „Homöotropie" siehe O. Lehmann, Ann. d. Phys. **12**, 311, 1903 und Flüssige Kristalle, Leipzig, W. Engelmann, 1904, S. 21, 35, 36, 69.

1) Mesnager (La déformation des solides in Rapports présentés au congrès international de physique, Paris 1900) sagt: „Nous n'envisageons que les solides isotropes; dans les solides hétérotropes les phénomènes sont analogues, mais un peu plus difficiles à étudier". Hieraus ist zu erkennen, daß von dem Einfluß der Homöotropie auch den Praktikern bis in die neueste Zeit nichts bekannt geworden ist.

2) Über geeignete Mikroskope und die Ausführung der Versuche siehe O. Lehmann, Kristallanalyse, Leipzig, W. Engelmann, 1891, und Die scheinbar lebenden Kristalle, Eßlingen a. N., J. F. Schreiber, 1907 (insbesondere die Inserate).

3) S. O. Lehmann, Molekularphysik, Leipzig, W. Engelmann, 1888, Bd. I, S. 61.

machte Beobachtung erklärt, daß beim Durchschneiden von Talg, Wachs, Stearin, Paraffin und ähnlichen, aus weichen Kristallen bestehenden Stoffen, beim Durchschneiden derselben mittels eines Drahtes ein Teil des verdrängten Materials zu beiden Seiten desselben in Form dünner Blätter hervorquillt, was bei amorphen Materialien nicht der Fall ist. Bei spröden Stoffen wird auch die Kohäsion in dem durch Homöotropie gleichmäßig anisotrop gewordenen Teil eine andere sein als in der unveränderten Substanz, so daß auch der Verlauf der eintretenden Sprünge durch die Homöotropie beeinflußt wird.

Um einen Überblick zu erhalten, welchen Einfluß in verschiedenen Fällen die Homöotropie gewinnen kann, ist hiernach zuerst die Richtung des Fließens der Teilchen zu ermitteln. Diese ergibt sich aus dem Verlauf der Hauptspannungen vor Erreichung der Elastizitätsgrenze.

## I. Die Hauptspannungen.

Man hat versucht, die Richtung der Hauptspannungen zu bestimmen durch graphische Konstruktion [1]) und durch Rechnung [2]), doch ist diese theoretische Bestimmung nur in vereinzelten Fällen gelungen und bereitet erhebliche mathematische Schwierigkeiten. Beschränkt man sich aber auf weiche Substanzen, wie Kautschuk und Gallerte, so ist es unschwer möglich, die Verzerrungen eines aufgezeichneten quadratischen Netzes (vgl. Fig. 4) etwa durch Photographie im deformierten Zustand zu bestimmen [3]), insbesondere auch die Achsen der Ellipsen, welche aus Kreisen hervorgehen, die in die Quadrate eingezeichnet wurden, und damit ist die Aufgabe gelöst, denn die langen Achsen dieser Ellipsen geben der Theorie zufolge die Richtung der Zugspannungen, die kurzen die der Drucke. [4])

Eine Kontrolle des Resultats ist möglich durch Beobachtung der Auslöschungsrichtungen zwischen gekreuzten Nicols, speziell bei durchsichtiger Gallerte. Man kann etwa durch Projektion ein objektives Bild der hervortretenden schwarzen Streifen auf einem Schirm entwerfen oder bei subjektiver Beobachtung ein virtuelles Bild mittels eines Zeichenprismas und nun in diese schwarzen Streifen eine Kreuzschraffierung eintragen, deren Striche den Nicoldiagonalen parallel sind. Dreht man Polarisator und Analysator so, daß sie gekreuzt bleiben, so ändert sich die Lage der schwarzen Streifen und indem man so für alle möglichen Stellungen der Nicols die Kreuzschraffierung einträgt, erhält man das gleiche System von Linien wie durch Zeichnung der Achsen der Deformationsellipsen. [1])

Einer der einfachsten Fälle ist die Torsion einer Gelatineplatte (Hektographenmasse) in der Weise, daß man ihren Rand festhält und einen in der Mitte eingeschmolzenen Zylinder dreht. Die Richtungen der Hauptspannungen sind dann zwei sich rechtwinklig durchkreuzende Scharen logarithmischer Spiralen verschiedener Neigung.

## II. Die Fließrichtungen.

Um nun aus den so ermittelten Spannungsrichtungen, die in passender Verkleinerung auch für beliebige andere härtere Stoffe gelten, die Richtung des Fließens abzuleiten, kann man in folgender Weise verfahren. Es sei ein rechtwinkliges Parallelepiped (Fig. 2) gegeben, auf

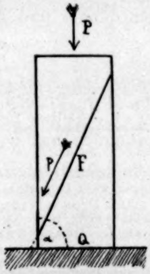


Fig. 2.

welchem der Druck $P$ lastet. Dasselbe werde in der Schiefe $\alpha$ gegen die Basis durchschnitten, so daß der obere Teil mit der Kraft $p$ über den unteren herabzugleiten sucht. Die Größe der Schnittfläche $F$ ist, wenn $Q$ den Querschnitt bedeutet, $Q/\cos\alpha$, somit der Druck pro Flächeneinheit, mit welchem das Abschieben stattfindet,

$$\frac{p}{F}=\frac{P\cdot\cos\alpha\cdot\sin\alpha}{Q}.$$

Dies wird ein Maximum für $\sin\alpha=\cos\alpha$, d. h. für $\alpha=45^0$. Die Richtungen des Fließens oder Gleitens bilden somit $45^0$ mit den Hauptspannungen. Das Fließen wird zunächst da eintreten, wo die Summe der sich unterstützend gedachten Hauptspannungen den größten Wert hat. Diese Stellen sind diejenigen, an welchen die entstehende Doppel-

1) Culmann, s. Hönigsberg, Zeitschr. d. österr. Ing.- u. Arch.-Ver. 56, 166, 1904.

2) H. Hertz, Schriften vermischten Inhalts, Leipzig, Barth 1895, S. 175.

3) O. Lehmann, Molekularphysik 1888, Bd. I, S. 51 u. 54; C. Bach, Elastizität u. Festigkeit, Berlin, Springer, 1894. Bei Hektographenmasse kann man ein auf Papier mit Hektographentinte gezeichnetes Netz aufklatschen und nach der Deformation auf Papier abklatschen.

4) S. a. Hönigsberg, l. c. S. 165.

1) O. Lehmann, Molekularphysik 1888, Bd. I, S. 51, 54, 80, 84 u. 85; Mesnager, 1900, l. c. (s. oben Anm. 1, S. 386 r.); Hönigsberg, 1904, l. c., S. 168; Siedentopf, Zeitschr. d. österr. Ing.- u. Arch.-Ver. 1906, No. 33; Tolle, Karlsr. Bezirksver.

brechung, wie aus der Ordnung der auftretenden Polarisationsfarben direkt zu erkennen, am stärksten ist. (Der absolute Wert der Hauptspannungen ist für die Doppelbrechung nicht maßgebend, denn wenn z. B. die in einem Punkt sich kreuzenden Hauptspannungen beide Druck- oder beide Zugspannungen von gleicher Größe sind, ist die optische Schwingungsellipse ein Kreis, es tritt somit keine Doppelbrechung ein, welche Größe die Spannungen auch haben mögen.) Sobald das Fließen begonnen hat, tritt im allgemeinen eine Änderung der Fließrichtungen ein, entsprechend der sog. Kontinuitätsbedingungen, welche die Inkompressibilität der Maße zum Ausdruck bringt.[1]) Ist im Falle der Torsion einer Platte die Neigung der Hauptspannungsspiralen wie zu Beginn der Torsion gleich, so sind die Fließrichtungen konzentrische Kreise um die Drehungsachse. Bei fortgesetzter Torsion werden die Neigungen aber ungleich und infolgedessen die Stromlinien gleichfalls Spiralen, d. h. die Masse strömt der Drehungsachse zu und wickelt sich auf diese auf, so daß die Platte am befestigten Rande allmählich immer dünner und dünner wird und schließlich dort durchreißt.

Experimentell kann man diesen Vorgang sehr gut verfolgen bei einer Schicht Marineleim, die sich in einer großen flachen Schale auf einer Schicht Quecksilber befindet (Fig. 3).[2]) Trägt man ursprünglich mit weißer Farbe ein

d. Ing. 1907, No 4. Hönigsberg gibt noch folgende Zusammenstellung der Literatur über Doppelbrechung durch Druck: Brewster (1815 u. 1816); Fresnel (1819 u. 1822); F. Neumann (1841); Maxwell (1850); Werthheim (1851 u. 1854); Bravais (1855); Mach (1872); Macé de Lépinay (1880); Kerr (1888); Pockels (1889 u. 1902); Nickerson (1871); Leger (1879). Letzterer hat eine große Zahl von Belastungsfällen untersucht und durch Zeichnung wiedergegeben, allerdings nur für eine einzige Stellung der Nicols, so daß sich noch keine sicheren Schlüsse in mechanischer Beziehung ziehen lassen. Dies ist erst bei den Untersuchungen von Carus Wilson (1891) und Mesnager (1900 u. 1901) möglich. Ich selbst habe an Gelatineplatten von ca. 15 mm Dicke und 12 cm maximaler Länge oder Breite, welche zwischen quadratischen Glasplatten von 13×13 cm Größe, deren Flächen zur Verminderung der Reibung mit Glyzerin bestrichen waren, eine Reihe von Versuchen ausgeführt, z. B. Zerrung der Mitte einer am Rande festen quadratischen Platte parallel einer Seite, Stauchen, Prägen, Lochen, Abscheren usw., welche erkennen lassen, daß die in meiner Molekularphysik gegebenen Darstellungen der Hauptspannungsrichtungen nicht ganz zutreffend sind. Da indes die Beschreibung der Versuche hier zuviel Raum beanspruchen würde und auch die erreichte Zuverlässigkeit noch nicht die gewünschte ist, gedenke ich die Resultate erst später bei anderer Gelegenheit mitzuteilen. Beim Vortrag wurden sowohl die Versuche wie die daraus abgeleiteten Hauptspannungstrajektorien objektiv durch Projektion demonstriert.

1) Zur Erläuterung wurde beim Vortrag die Verdämpfung von Erbsen in einem Glaskasten unter einem Stempel und das Fließen einer aus weißen und blauen Blättern bestehenden Teigmasse in einem Stanzapparat gezeigt.

2) J. Frick-O. Lehmann, Physikalische Technik, 7. Aufl. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1905, Bd. I (2), S. 757. Eigentlich wäre zu erwarten, daß sich bei niedriger Temperatur die Elastizitätsgrenze geltend macht, die große innere Reibung wirkt aber störend.

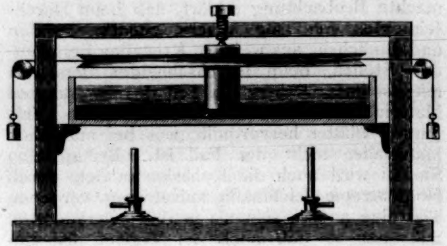


Fig. 3.

System von gleich abstehenden Radien und konzentrischen Kreisen auf und setzt dann die Achse in gleichmäßige Drehung, mittels eines langen gedrillten Drahtes mit Torsionsvorrichtung am oberen Ende, so daß man in dessen Verdrillung gleichzeitig ein Maß für die angewandte Kraft hat, so läßt sich an der Verzerrung der weißen Linien, eventuell durch photographische Aufnahme derselben in gleichen Zeitintervallen, leicht der Verlauf des Fließens studieren.[1])

Durchaus anders verläuft der Vorgang, wenn man den Marineleim durch die weich- oder fließend-kristallinische Schmierseife ersetzt. Wohl tritt, solange die Elastizitätsgrenze nicht überschritten wird, auch in diesem Falle eine Verdrehung der Platte ein, indes nur bis zu einer gewissen Grenze, bis die Masse in der Nähe des gedrehten Zylinders und nunmehr hier infolge der Homöotropie Elastizitätsgrenze und innere Reibung auf ein sehr geringes Maß reduziert werden. Man kann zuvor, da die innere Reibung der Geschwindigkeit proportional ist, durch genügend rasches Drehen die Verdrillung der Platte aufrecht erhalten, indes nicht vergrößern. Von einem Zuströmen der Masse gegen die Drehachse ist deshalb hier nichts zu bemerken, noch weniger von einem Aufwickeln derselben, vielmehr bildet sich zwischen Achse und Platte eine immer tiefer werdende Furche.

Wie sich beim Prägen, z. B. beim Eindrücken eines zylindrischen Stempels in eine in fester Umhüllung befindliche Bleimasse, die Homöotropie geltend macht, ist aus Fig. 4 zu ersehen. Die zylindrische Bleimasse wurde vor dem Versuch durch einen axialen Schnitt in zwei Hälften zerlegt. Auf jede der beiden Schnittflächen wurde sodann ein quadratisches Netz eingraviert. Die Figur läßt erkennen, wie sich dasselbe verzerrt hat.[2]) Die Verzerrung ist im allgemeinen dieselbe wie bei einem wei-

1) Zweckmäßiger dreht man das Gestell mit der Schale und hält die Achse durch eine Federwage fest.

2) Die Photographie (Fig. 5) zeigt die Verzerrungen bei verschieden tiefem Eindringen des Stempels.

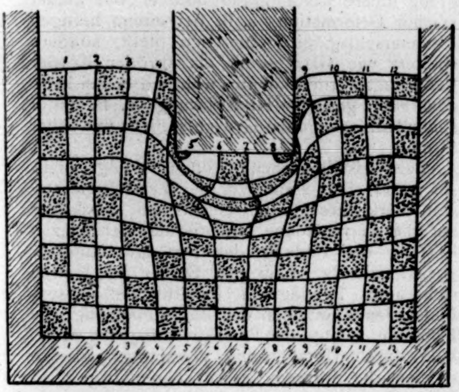


Fig. 4.

chen Körper, dessen Elastizitätsgrenze nicht überschritten wurde, z. B. Gallerte; in der Nähe des Stempels zeigt sich aber eine auffallende Anomalie. Die Masse ist dort gewissermaßen zur Seite gequetscht worden wie eine viel weichere Substanz; statt einer sanften Biegung der Linien finden sich dort scharfe Knicke, ja geradezu lange Spitzen (Linien 5 und 8 in Fig. 4), welche sich hörnerartig neben dem Stempel in die Höhe ziehen.[1]) Vermutlich wären bei noch stärkerer Deformation oben neben dem Stempel Blätter in die Luft hervorgetreten, wie bei den Versuchen von Marangoni.

1) Weniger stark treten diese Hörner hervor bei Anwendung von Zinn, statt Blei, noch weniger bei Verwendung von Zink.

Fig. 5.

Da für anisotrope Medien, wie z. B. die Versuche von Reusch über Gleitflächen[1]) zeigen, der für isotrope Stoffe abgeleitete Satz, daß die Richtung des Fließens $45^0$ mit den Hauptspannungen bildet, nicht mehr zutrifft, so erklärt sich auch, daß die in den Hartmannschen Fließfiguren[2]) bei kristallinischen Stoffen zutage tretenden Gleitrichtungen unter anderem Winkel verlaufen. Weshalb ihr spitzer Winkel halbiert wird durch die Druckrichtung, der stumpfe durch die Zugrichtung, läßt sich allerdings nicht ohne weiteres einsehen, zumal da die Größe der Winkel von der Natur der Substanz abhängt; da aber durch die Homöotropie das Material an den Stellen, an welchen Fließen eintritt, sich gewissermaßen in einen gebogenen Kristall verwandelt, dessen Biegung der Krümmung der Spannungslinien entspricht, so leuchtet ein, daß der Winkel, welchen die Stromlinien mit denselben bilden, überall derselbe sein muß.

Wesentlich abweichendes Verhalten tritt natürlich dann ein, wenn das Fließen mit einer Änderung der Beschaffenheit der Moleküle verbunden ist, welche z. B. bei Para-Azophenetol[3]) oder Chinondihydroparadicarbonsäureester[4]) durch Schubkräfte hervorgerufen werden kann, oder z. B. bei Jodsilber[5]) oder Wismut durch allseitigen Druck. Das bekannteste Beispiel dieser Art ist die Regelation des Eises. Dasselbe verwandelt sich an den gedrückten Stellen, soweit der vorhandene Wärmevorrat gestattet, in Wasser und dieses kristallisiert alsbald wieder, sobald es sich dem Drucke entzogen hat. Mutmaßlich erklärt sich auf diese Art auch eine Beobachtung, welche ich brieflicher Mitteilung des Herrn Kommerzienrat W. Lorenz, des Gründers der hiesigen Patronenfabrik, entnehme. Messing verlor unter sehr starkem Druck seine fasrige (jedenfalls durch Homöotropie bedingte) Struktur und trat in Form von schlaglotartigen Körnern aus (d. h. in Form einzelner Kristalle, die sich infolge der Rückumwandlung beim Nachlassen des Drucks gebildet haben). Herr Prof. W. Spring in Lüttich zeigte mir früher eine Probe von Wismut, welches sich, in Form eines feinen

1) Reusch, Pogg. Ann. **121**, 573, 1864; **132**, 451, 1867; **147**, 311, 1872; Voigt, Gött. Nachr. 1898, 146.

2) S. Hönigsberg, l. c., S. 167 (die erste derartige Beobachtung sind die Lüdersschen Linien, welche durch Abspringen von Hammerschlag entstehen. Siehe ferner: Hartmann, Distribution des déformations dans les métaux soumis à des efforts, Paris 1896; Phénomènes qui accompagnent la déformation permanente des métaux, Kongreß für Materialprüfungsmethoden, Paris 1900; Sur l'elasticité, Paris 1903.

3) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **21**, 381, 1906.

4) O. Lehmann, Flüssige Kristalle, S. 169.

5) Mallard u. Le Chatelier, Compt. rend. **99**, 157, 1884.

Pulvers gepreßt, in ein grobkörniges Kristallaggregat verwandelt hatte. Beim Schmieden des Eisens bei Rotglut kommt ebenfalls eine Umwandlung, nämlich die der gewöhnlichen magnetisierbaren Modifikation in die bei höherer Temperatur stabile, dichtere, nicht magnetisierbare Modifikation in Betracht.

Das Auftreten von Doppelbrechung in Glas- und Harzfäden beweist, daß auch bei plastischer Deformation amorpher Körper Homöotropie mitwirkt und dieselben in gewissem Maße anisotrop macht[1]), freilich bei weitem nicht in dem Maße, wie bei kristallinischen Körpern, weil sie nicht aus gleichartigen, sondern verschieden beschaffenen Molekülen bestehen, so daß nur ein geringer Teil der gesamten Moleküle mehr oder weniger parallel gerichtet werden kann, was eben durch die Doppelbrechung zum Ausdruck kommt, aber auch durch ein gewisses Maß von Anisotropie bezüglich der mechanischen Eigenschaften.

### III. Die Sprungrichtungen.

Sucht man einen Glasstab zu stark zu biegen, so bricht er. Unter der Spitze eines über eine Glastafel geführten Diamanten bildet sich ein Sprung, während bei geringerem Druck nur ein kaum bemerkbarer Eindruck (erkennbar im reflektierten Licht und durch Doppelbrechung zwischen gekreuzten Nicols) hervorgerufen wird. Ein solcher Sprung tritt immer dann auf, wenn an der betreffenden Stelle die Zugspannung die Kohäsion übertrifft. Die Sprungfläche verläuft senkrecht zur Zugspannung, also tangential zur Richtung der Druckkurve. Hiernach kann man, wenn die Hauptspannungsrichtungen bekannt sind und die Orte größter Zugspannung (und zwar allseitiger Zugspannung oder der Differenz von Zug und Druck) wenigstens bei isotropen Körpern die Richtung der zu erwartenden Sprünge angeben.[2]) Für die oben betrachtete Torsion einer Platte beispielsweise müßten sie unter 45° gegen die Radien verlaufen.

Bei Kristallen bedingt deren Anisotropie wesentliche Abweichungen, die durch die sog. Spaltbarkeit zum Ausdruck kommen. Spröde Körper sind solche, bei welchen die Plastizitätsgrenze früher erreicht wird, als die Elastizitätsgrenze, was übrigens nicht nur von der Natur des Körpers, sondern auch von der Art der Deformation abhängt, insofern z. B. durch Zufügung eines allseitigen Druckes das Auftreten von Zugspannungen vollkommen verhindert werden kann, wie Kick gezeigt hat.[3]) Marineleim hat sehr große innere Reibung, so daß er bei kurzer rascher Deformation, z. B. bei einem heftigen Hammerschlag, nicht merklich fließt, sondern splittert wie Glas, somit als spröder Körper bezeichnet werden könnte, während er bei langdauernder geringer Kraftwirkung, z. B. unter Einfluß seines eigenen Gewichts, fließt wie zäher Sirup.

Bei kristallinischen Stoffen erfolgt, falls sie spröd sind, somit vor der Zertrümmerung kein merkliches Fließen eintritt, mit Rücksicht auf die verschiedene Orientierung der Einzelkristalle die Bildung der Sprünge ungefähr ebenso wie bei isotropen Stoffen.[1]) Hatten sich aber Fließfiguren (Gleitflächen) ausgebildet, längs welchen der Zusammenhang, die Kohäsion, infolge der Parallelrichtung der Moleküle durch Homöotropie vermindert ist, so können die Sprünge diesen folgen, wie z. B. Rinne[2]) beim Marmor beobachtet hat; die anisotrop gewordenen Stellen verhalten sich dann wie Kristalle, die den Spannungslinien entsprechend gebogen sind.

Ein begonnener Sprung muß sich bei fortschreitender Deformation nicht notwendig fortsetzen, es kommt dabei ganz auf die Änderung der Hauptspannungen infolge der Entstehung des Sprunges an, er kann sich vielmehr auch wieder (durch Adhäsion) völlig schließen. In gewissem Sinne ist es somit möglich, auch spröde Körper durch Wiederverschweißung der Trümmer ähnlich wie bei den Versuchen von Spring, plastisch zu deformieren, allerdings nicht stetig. So war ich imstande, einen großen Steinsalzkristall unter einer starken Presse in eine bis auf die Randzone klar durchsichtige Platte zusammenzustauchen.[3])

Daß in manchen Fällen, z. B. bei Zink, das Auftreten von Sprüngen durch Erwärmung verhindert werden kann oder daß hart und spröde gewordenes Messing durch Ausglühen wieder weich gemacht werden kann, beruht jedenfalls auf Entstehung anderer Modifikationen durch Ausglühen, ebenso wie das Härten und Anlassen von Stahl.

Oben wurde erwähnt, daß bis zu gewissem Grade auch amorphe Körper durch Dehnung anisotrop werden. Den Einfluß dieser Anisotropie auf den Verlauf der Sprünge kann man z. B. bei Schellackfäden beobachten. Solche pflegen rechtwinklig zur Dehnungsrichtung glatt durchzubrechen.

Die kurzen Ausführungen mögen genügen, die Bedeutung der Homöotropie für die mechanische Bearbeitung der Stoffe hervorzuheben.

1) O. Lehmann, Flüssige Kristalle S. 232.
2) Vgl. Frick, a. a. O. Bd. 1 (2), 776, § 109.
3) Kick, Zeitschr. d. Ver. d. Ing. **36**, 919, 1892. Ferner Hubers hydraulisches Prägeverfahren (s. Prometheus **12**, 769, 1901).

1) Vgl. die Figuren in Bach, Elastizität und Festigkeit.
2) F. Rinne, Neues Jahrb. f. Mineralogie etc. 1907 (1) **45**.
3) Allerdings nur im ersten Moment, denn mit dem Fortschreiten der Sprünge ändert sich der Verlauf der Hauptspannungen.

Auch in technischer Hinsicht erscheint deshalb das Studium der fließenden und flüssigen Kristalle von Wert, denn in voller Reinheit zeigt sich der Einfluß der Homöotropie nur bei den flüssig-kristallinischen Stoffen, bei welchen die Störungen, die bei fest-kristallinischen durch Elastizität [1]) und durch beträchtliche innere Reibung bedingt sind, in Wegfall kommen. [1])

1) Elastizität ist das Charakteristikum fester Körper, von „festen Flüssigkeiten" zu sprechen, wie es z. B. in der Abhandlung von H. Glaser, Ann. d. Phys. **22**, 694, 1907 (Seitenüberschriften) geschieht, oder die innere Reibung als charakteristisches Merkmal eines festen Körpers zu betrachten, ist nicht zulässig, wie ich in zahlreichen Publikationen näher dargelegt habe, z. B. Flüssige Kristalle, S. 86; Ann. d. Phys. **8**, 914, 1902; Frick, Phys. Technik I (2), S. 758, 834 usw.

1) Vgl. O. Lehmann, Elektrische Lichterscheinungen und Entladungen, Halle, W. Knapp, 1898, S. 63, Fig. 61.

Karlsruhe, den 11. April 1907.

(Eingegangen 15. April 1907.)

# BERICHTE ÜBER WISSENSCHAFTLICHE VERSAMMLUNGEN.

**XIV. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie (früher Deutsche Elektrochemische Gesellschaft) in Hamburg am 9. bis 12. Mai 1907.**

Die deutsche Bunsengesellschaft hielt in der 2. Hälfte der Himmelfahrtswoche ihre Jahresversammlung in der freien und Hansestadt Hamburg ab, wo sich eine stattliche Zahl von Teilnehmern im Laufe des 9. Mai zusammenfand. Nicht nur aus den entferntesten Teilen Deutschlands, auch aus den österreichischen Landen hatten sich Mitglieder der Gesellschaft trotz der weiten Entfernung eingefunden, um dem reichhaltigen Programm der Tagung zu folgen und im persönlichen Meinungsaustausch mit ihren Fachgenossen Anregung auf wissenschaftlichem wie technischem Gebiete zu finden. Schon der Begrüßungsabend am 9. Mai ließ in seinem angeregten Verlauf eine erfolgreiche Tagung vorhersehen.

Die Sitzungen, deren Vorsitz Herr Geh. Rat Nernst führte, begannen am 10. Mai morgens 9 Uhr in der Aula der Ober-Realschule vor dem Holstentor und zwar stand im Vordergrunde der Verhandlungen nach Erledigung der üblichen Ansprachen und des Geschäftsberichtes ein Zyklus zusammenfassender Vorträge über Radioaktivität und Atomzerfallshypothese.

1. Prof. Voller aus Hamburg: Allgemeine Einleitung in die Erscheinungen der Radioaktivität;
2. Prof. Marckwald aus Berlin: Das chemische Verhalten der radioaktiven Substanzen;
3. Prof. Georg Meyer aus Freiburg i. B.: Die Entstehung von Helium aus radioaktiven Elementen;
4. Dr. von Lerch aus Wien: Die Natur der radioaktiven Strahlung;
5. Dr. Hahn aus Berlin: Die Hypothese des Atomzerfalls;
6. Dr. M. Levin aus Göttingen: Einige Folgerungen aus der Hypothese des Atomzerfalls;
7. Prof. Henrich aus Erlangen: Die Aktivität der Luft und der Quellwässer.

Die Vorträge dieser Serie wurden sowohl im einzelnen, wie auch am Schlusse zusammenfassend debattiert.

In der nunmehr sich anschließenden Reihe der Einzelvorträge sprachen am Freitag noch die Herren:

8. Prof. Luther aus Leipzig: Elektrolytische Aktivierungserscheinungen (mit Demonstrationen);
9. Prof. Abegg aus Breslau: Einige neue chemische Potentialbestimmungen;
10. Dr. Guertler aus Göttingen: Über die elektrische Leitfähigkeit metallischer Mischkristalle.
11. Prof. Scheel aus Berlin: Über den Brechungsexponenten der Luft bei tiefen Temperaturen;
12. Prof. Bose aus Oliva bei Danzig: Über die physikalischen Eigenschaften der Emulsionen insbesondere mit Rücksicht auf das Verhalten der sogenannten kristallinischen Flüssigkeiten.
13. Prof. Brauner aus Prag: Über Atomgewichtsfragen;
14. Prof. Haber aus Karlsruhe: Das Gasrefraktometer.

Am Sonnabend fanden die Sitzungen im großen Hörsaale der Staatslaboratorien statt, wo noch die folgenden Vorträge gehalten wurden.

15. Prof. Loeb aus Berlin: Zur chemischen Theorie der alkoholischen Gärung;
16. Privatdozent Dr. Arndt aus Charlottenburg: Über geschmolzene Salze;
17. Geheimrat Nernst aus Berlin: Über die Dissoziation des Ammoniaks.

18. Privatdozent Dr. Jordis aus Erlangen: Forschungen über Silikate, zugleich ein Beitrag über Kolloidchemie;

19. Dr. Bechhold aus Frankfurt a. M.: Kolloidstudien mit der Filtrationsmethode;

20. Dr. Herzog aus Karlsruhe: Diffusion der Kolloide;

21. Prof. Coehn aus Göttingen: Über photochemische Reaktionen;

22. Privatdozent Dr. Trautz aus Freiburg i. B.: Photochemische Untersuchungen;

23. Dr. Bernoulli aus Aachen: Eine thermodynamisch begründete Rekursionsformel der Atomgewichte;

24. Dr. Loebe aus Berlin: Über die Anwendung der mikrographischen Methode zur Ermittelung der Natur der festen Phase;

25. Prof. Foerster aus Dresden-Plauen: Über den Einfluß der Temperatur auf die elektrolytische Metallabscheidung;

26. Prof. Henri aus Paris: Experimentelle Untersuchungen über Immunochemie.

An viele Vorträge schlossen sich anregende und teilweise wirklich fördernde Diskussionen an.

Auch der gesellige Teil der Versammlung wies ein reichhaltiges Programm auf. Am 10. Mai abends waren die Teilnehmer Gäste der Hamburgischen Unterrichtsverwaltung, die zu einem Festessen im Rathause eingeladen hatte, am 11. Mai fand das eigentliche Festessen der Bunsengesellschaft im Uhlenhorster Fährhause statt; der 12. Mai schließlich brachte als Nachfeier eine Fahrt nach Cuxhafen, zu welcher die Hamburg-Amerika-Linie eingeladen hatte, welche die Teilnehmer an Bord des Schnelldampfers „Deutschland" gastlich bewirtete. In Summa ist die Tagung als eine durchaus wohlgelungene und erfolgreiche anzusprechen, deren sich alle Teilnehmer gewiß mit Freude erinnern werden. E. Bose.

(Eingegangen 20. Mai 1907.)

# BESPRECHUNGEN.

**E. W. Lehmann-Richter, Prüfungen in elektrischen Zentralen.** 2. Teil: Prüfungen von Anlagen mit Wasserrad-, Wasser- und Dampfturbinenbetrieb. gr. 8. X u. 228 S. mit 131 Abbildungen. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1906. M. 7.—, gebunden M. 8.—, 1. u. 2. Teil M. 15.—, gebunden M. 17.—.

Der Verfasser beschreibt eingehend Art und Wesen der Meßmethoden an Wasser- und Dampfturbinen und erläutert sie durch ausführliche Prüfungsbeispiele. Besonders die Versuche an Dampfturbinen dürften weitgehendes Interesse erwecken. Der Inhalt des Buches ist in jeder Hinsicht vorzüglich zu nennen, die Klarheit, mit der es geschrieben ist, wird ihm viele Freunde erwerben. R. Rüdenberg.

(Eingegangen 23. Februar 1907.)

**F. Bolte, Leitfaden für den Unterricht in der Physik.** Zum Gebrauch an Navigationsschulen bearbeitet. 2., umgearbeitete und vermehrte Auflage. gr. 8. XV u. 136 S. mit 239 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 2.20, gebunden M. 2.40.

Entsprechend dem besonderen Zwecke des Buches werden im wesentlichen nur die für die Schiffahrt wichtigen physikalischen Gesetze hergeleitet. Daher werden natürlich auch in den Anwendungen nautische Vorgänge in hohem Grade berücksichtigt. Die Erklärungen sind zum Teil recht knapp. H. Kochan.

(Eingegangen 8. März 1907.)

## Berichtigung.

In meiner Arbeit „Beitrag zu einer elektrolytischen Selenzelle" diese Zeitschr. **8**, 293, 1907, befindet sich in der Anmerkung S. 295 ein Druckfehler.

Der letzte Satz soll heißen: Eine solche läßt sich in der Tat verwenden. (Das „nicht" ist zu streichen.)

M. Reinganum.

## Preisaufgabe.

Die königliche Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen stellt für das Jahr 1909 die folgende Preisaufgabe: „Die kgl. Ges. d. Wiss. wünscht eine neue exakte Bestimmung der spezifischen Elektronenladung und ihrer Veränderung mit der Geschwindigkeit, sie wünscht, daß das ganze vorhandene Beobachtungsmaterial einer kritischen Sichtung unterzogen und auf Grund davon eine Prüfung der verschiedenen Elektronentheorien ausgeführt werde."

Die zur Bewerbung um den Preis bestimmten Arbeiten müssen vor dem 1. Februar 1909 an die kgl. Ges. d. Wiss. eingeliefert werden, mit einem Spruch versehen und von einem versiegelten Zettel begleitet sein, der außen den Spruch trägt, der die Arbeit kennzeichnet, und innen den Namen und Wohnort des Verfassers. Der Preis beträgt 1000 Mark.

## Personalien.

**(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)**

**Berufen:** Der Privatdozent an der Universität Heidelberg Professor Dr. Rudolf Weber als etatsmäßiger außerordentlicher Professor an die Universität Rostock; für die neue Technische Hochschule Breslau: der Privatdozent der Chemie an der Universität Berlin Dr. Alfred Stock und der Honorarprofessor an der Universität Greifswald Dr. Wilh. Semmler als etatsmäßige Professoren der anorganischen bez. organischen Chemie, der a. o. Professor an der Universität Breslau Dr. Richard Abegg zum ord. Professor für physikalische Chemie.

**Verliehen:** Dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Straßburg Dr. Volkmar Kohlschütter der Titel eines a. o. Professors.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.